



Lasers multi-longueurs d'onde à fibre dopée à l'Erbium utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction

Jean-Noël Maran

► To cite this version:

Jean-Noël Maran. Lasers multi-longueurs d'onde à fibre dopée à l'Erbium utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1; Université Laval, 2005. Français. NNT: . tel-00012177

HAL Id: tel-00012177

<https://theses.hal.science/tel-00012177>

Submitted on 24 Apr 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

2005/REN/ 1E003

THÈSE

présentée en cotutelle devant :

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention Physique

&

LA FACULTÉ DES ÉTUDES SUPÉRIEURES

DE L'UNIVERSITÉ LAVAL (QUÉBEC, CANADA)

Pour l'obtention du grade de

Philosophiæ Doctor

**LASERS MULTI-LONGUEURS D'ONDE À
FIBRE DOPEE A L'ERBIUM UTILISANT UN DECALEUR DE FREQUENCE DANS
LA BOUCLE DE CONTRE-REACTION**

JEAN-NOËL MARAN

LABORATOIRE D'OPTRONIQUE
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIES
ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA MATIÈRE

&

FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE DE L'UNIVERSITÉ LAVAL
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET DE GÉNIE INFORMATIQUE

Soutenue le 31 août 2005 devant la Commission d'Examen :

P. Besnard :	Professeur à l'Université de Rennes I	Directeur
P. Grelu :	Maître de Conférence à l'Université de Bourgogne	Rapporteur
M. Vallet :	Professeur à l'Université de Rennes I	Membre
L.R Chen :	Professeur à l'Université de McGill	Président
M. Piché :	Professeur à l'Université de Laval	Rapporteur
S. Larochelle :	Professeure à l'Université de Laval	Directrice

RÉSUMÉ COURT

Cette thèse de doctorat porte sur l'investigation théorique et sur la réalisation de lasers à fibre optique dopée à l'erbium utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction pour obtenir une émission multi-longueurs d'onde. L'étude concerne, en particulier, trois régimes d'émission : modes déclenchés passif, modes bloqués actif et continu. Nos travaux de recherche démontrent que la physique de ces régimes est rendue singulière par l'utilisation du décaleur de fréquence dans la cavité.

Ces travaux de doctorat ont permis de réaliser une source délivrant 17 longueurs d'onde couvrant toute la bande C et émettant en régime continu. En utilisant une méthode novatrice d'écriture de réseaux de Bragg, nous avons été capables d'obtenir une platitude du spectre de sortie meilleure que 3 dB. Cette source a été alors mise à contribution pour la mesure de la dispersion chromatique d'un lien de fibre optique permettant ainsi d'obtenir une méthode de mesure rapide, précise et répétable.

Une autre contribution importante de cette thèse de doctorat concerne la proposition, la réalisation et l'investigation théorique d'une source fortement multi-longueur utilisant l'erbium comme milieu de gain et émettant en régime de modes bloqués actif. L'utilisation du décaleur de fréquence et d'un modulateur électro-optique nous a permis d'obtenir une source laser émettant suivant 25 longueurs d'onde en régime de modes bloqués actif simultanément. Le taux de répétition du train d'impulsion délivré par chacune de ces longueurs d'onde était égale à 10 GHz et l'obtention d'un produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ proche de la limite théorique dénote la bonne qualité des impulsions.

Enfin une investigation numérique de ce type de laser a permis de mettre en lumière un nouveau type de régime d'émission en modes déclenchés. Nous démontrerons que ce régime impulsionnel est dû à une redistribution de l'énergie au sein du spectre et non à une modulation de l'amplitude des pertes de la cavité.

RÉSUMÉ LONG

Disposer d'une source laser émettant sur plusieurs bandes spectrales peut s'avérer d'une grande utilité non seulement pour des applications de capteur ou de spectroscopie mais aussi dans le cadre des télécommunications optiques. Dans ce dernier cas, il peut s'agir, par exemple, de systèmes à accès multiple par répartition de code (CDMA) ou à multiplexage en longueur d'onde (WDM) ayant des taux de transmission supérieurs ou égaux à 40 Gbits/s.

Les cavités laser utilisant les fibres dopées à l'erbium comme milieu de gain présentent de nombreux avantages. Nous pouvons citer, à titre d'exemple, un coefficient de gain petit signal très important, la possibilité d'obtenir des cavités plus stables car toutes fibrées ou bien le fait que la bande spectrale d'émission de ces lasers correspond à celle utilisée par l'industrie des télécommunications optiques. Malheureusement, l'ion erbium fournit un gain à élargissement majoritairement homogène, empêchant ainsi la réalisation de sources multi-longueurs d'onde à température ambiante. Récemment, une technique prometteuse, permettant d'obtenir une émission multi-longueurs d'onde stable à température ambiante et basée sur l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser classique a été proposée. Nos travaux de recherche ont trait à l'étude expérimentale et à l'investigation théorique des sources laser multi-longueur d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction.

Dans un premier temps, nous identifierons les différents régimes d'émission de ce laser. Selon les paramètres de la cavité, ce laser peut émettre suivant trois régimes d'émission : modes bloqués passif, continu et modes déclenchés passif. Une analyse minutieuse du régime de modes déclenchés a permis de démontrer que sa dynamique était très différente de celle d'un régime de modes déclenchés classique ce qui justifiait une analyse théorique et numérique. Cette dernière a aboutit à la conclusion que l'origine de ce régime n'était pas due à une modulation d'amplitude des pertes de la cavité, mais qu'il s'agissait plus sûrement d'une redistribution de l'énergie à l'intérieur du spectre. Cette

redistribution est induite par l'utilisation du décaleur de fréquence et d'un réseau de Bragg comme dispositif de sélection des bandes spectrales.

Nous illustrons que l'ajout d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser en change complètement la physique. Ces propos sont justifiés par l'analyse du régime d'émission continue et du régime d'émission en modes bloqués actif. En effet, dans le cas du régime continu, nous démontrerons que cette cavité laser n'est pas à même d'entretenir une structure modale clairement définie ce qui est le cas pour une cavité laser classique. Cependant, malgré cette nature inhabituelle de l'émission laser, nous avons été capables d'obtenir une source délivrant 17 longueurs d'onde couvrant toute la bande C et émettant en régime continu. Cette source a ensuite été utilisée afin d'obtenir une méthode de mesure de la dispersion chromatique d'un lien de fibre optique, simple, précise et répétable.

Enfin, dans le cas du régime de modes bloqués actif, l'utilisation du décaleur de fréquence et d'un modulateur électro-optique permet d'obtenir une source laser fortement multi-longueur d'onde. De plus, une analyse théorique permettra de démontrer de fortes différences physiques entre ce régime et un régime de modes bloqués actif classique. Ce régime est une contribution importante de cette thèse de doctorat. En effet, la réalisation d'un laser utilisant un décaleur de fréquence et un modulateur électro-optique a permis d'obtenir une source émettant sur plus de 25 bandes spectrales en régime de modes bloqués simultanément. C'est la première démonstration de ce type de source, utilisant l'erbium comme milieu de gain. Cette démonstration ouvre ainsi la porte à des applications pour ce type de laser comme transmetteur dans les systèmes de communication optique ayant des taux de transmission supérieurs ou égaux à 40 Gb/s.

SUMMARY

This thesis is focused on the theoretical investigation and realization of frequency-shifted erbium-doped fiber laser with the goal to achieve a multiwavelength laser emission. The first step of this study concerns three laser emission regimes: A passive Q-Switched regime, a passive modelocked regime and a continuous wave one. This work demonstrates that the physics behind these emission regimes is fully different because of the use of the frequency shifter inside the laser cavity.

One of the achievements describes in this thesis concerns the realization of a laser source delivering 17 wavelengths covering the whole C band and emitting in a CW regime. Using a new fiber Bragg grating writing method, we were able to control the flatness of the laser output spectrum to a level better than 3 dB. This source is then became the key element for chromatic dispersion measurement of an optical fiber link allowing in this way to achieve an fast, precise and reliable measurement method

Another important achievement of this work concerns the proposal, realization and theoretical investigation of a dense multiwavelength modelocked fiber laser using erbium ion as gain medium. The use of a frequency shifter combined with an electro-optic modulator allows us to achieve a 25 wavelengths source emitting in a modelocked regime. The pulse train repetition rate for each wavelength band was equal to 10 GHz and a $\Delta\nu\Delta\tau$ product close to the theoretical limit indicates that the pulses are weakly chirp

Finally a numerical investigation of these frequency-shifted fiber laser allowed the discovery of a new Q-Switched regime. We will demonstrate that this pulsed regime comes from an energy redistribution inside the spectrum itself and that cannot be attributed to the cavity losses modulation.

AVANT-PROPOS

Au cours de mes quatre années passées au sein du Centre d'Optique Photonique et Laser (COPL) de l'Université Laval, j'ai côtoyé de nombreux collègues dont l'apport scientifique mais aussi humain m'ont permis de présenter aujourd'hui ces travaux de recherche. Ma liste de remerciements pourrait être aussi longue que la thèse elle-même, et ceci est en partie dû au fait que ces travaux de doctorat ont été réalisés dans le cadre d'une co-tutelle. J'ai donc été amené à interagir avec un grand nombre de collègues du laboratoire d'Optoélectronique de École Nationale Supérieur de Sciences Appliquées et de Technologies (ENSSAT) de Lannion. Je tiens donc à remercier toutes les personnes qui ont croisé mon chemin au cours de ces quatre années d'étude et plus particulièrement Sophie LaRoche et Pascal Besnard pour la qualité de leur direction. Mais aussi, Martin Allard, Serge Doucet, Radan Slavik, Suresh Pereira, Francois Brunet, Julien Magné, Guillaume Brochu, Céline Guignard, Guy Michel Stephan, Michel Piché et Michel Morin pour les discussions d'ordre scientifique que nous avons eues. Merci aussi à la société Coractive et surtout à Jean-Phillipe Martin pour la fourniture de la fibre dopée à l'erbium et les conseils techniques. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude aux étudiants actuels et passés du COPL et de l'ENSSAT pour les moments de qualité que nous avons passés, soyez certains que l'interaction et les échanges que nous avons pu avoir ont été grandement appréciés.

Enfin, je remercie les services techniques et administratifs du Département de Génie Électrique et de Génie Informatique ainsi que de l'ENSSAT sans qui ces travaux de doctorat n'auraient pas été possibles.

Je suis aussi très reconnaissant envers l'Institut Canadien pour les Innovations en Photonique (ICIP) et ses partenaires industriels pour le support financier qui m'a été octroyé dans le cadre de mes recherches.

TABLE DES MATIÈRE

RÉSUMÉ COURT	i
RÉSUMÉ LONG	ii
AVANT PROPOS	iv
TABLES DES MATIÈRES	v
LISTE DES FIGURES	xiv
LISTE DES TABLEAUX	xxii
LISTE DES NOTATIONS	xxiii
INTRODUCTION	1

CHAPITRE 1 _____

I.1	Introduction	7
I.2	Description du modulateur acousto-optique	8
I.2.1	Interaction entre la lumière et l'onde acoustique	8
a)	Champs transmis par un dispositif acousto-optique	9
b)	Condition de Bragg	11
c)	Décalage en fréquence	12
I.2.2	Applications des dispositifs acousto-optique	14
I.3	Cavité laser utilisant les propriétés d'amplitude	15
I.3.1	Les lasers accordables	15

I.3.2	Lasers émettant en régime de modes déclenchés.	19
I.4	Cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction	21
I.4.1	Lasers émettant en régime de modes bloqués passif	22
I.4.2	Laser multi-longueurs d'onde émettant en régime continu	26
a)	Description succincte du fonctionnement de ces lasers	27
b)	Travaux antérieurs	28
I.5	Conclusion	31
I.6	Bibilographie	32

CHAPITRE 2

II.1	Introduction	35
II.2	Laser à fibre dopée : aspects technologiques	36
II.2.1	Dopage aux terres rares, ion erbium	36
II.2.2	Les cavités fibrées	38
a)	Cavité Fabry-Perot : ondes stationnaires	40
b)	Cavités en anneaux : ondes progressives	42
II.2.3	Filtres spectraux : réseaux de Bragg fibrés	43
a)	Concepts fondamentaux	44
b)	Montages d'écriture	49
c)	Inventaire des différents type de réseaux	52
d)	Filtres Fabry-Perot fibrés	55
II.3	Laser à fibre dopée: aspects physiques	58

II.3.1	Milieu de gain Erbium: description élémentaire	58
a)	Élargissement spectral de la transition	58
b)	Systèmes à trois niveaux	60
c)	Les sections efficaces d'absorption et d'émission	62
II.3.2	Milieu de gain: modélisation	64
a)	Modèle théorique d'un amplificateur à fibre dopée erbium	64
b)	Simulations numériques des deux fibres dopées erbium	67
c)	Configuration utilisant un double pompage	78
II.4	Conclusion	81
II.5	Bibliographie	83

CHAPITRE 3 ---

III.1	Introduction	87
III.2	Principe de fonctionnement d'un laser utilisant un décaleur de fréquence	89
III.2.1	Description de la cavité	89
III.2.2	Spécificités de l'utilisation d'un décaleur de fréquence	92
a)	Obtention d'un régime multi-longueurs d'onde	93
b)	Point de fonctionnement d'un laser à décalage de fréquence permanent	95
III.3	Démonstration de l'émission laser	97
III.3.1	Identification des paramètres	97
a)	Le seuil laser	98
b)	Discrimination spectrale	99
III.3.2	Mesures expérimentales	101
a)	Montage expérimental	101

b)	Mesure du seuil	102
c)	Mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre	103
III.4	Définition des régimes d'émission du laser	105
III.4.1	Caractérisation élémentaire en configuration mono longueur d'onde	105
III.4.2	Cartographie des régimes d'émission du laser.	107
III.5	Conclusion	111
III.6	Bibliographie	113

CHAPITRE 4 _____

IV.1	Introduction	116
IV.2	Investigations expérimentales	118
IV.3	Formalisme théorique du régime de modes déclenchés	121
IV.3.1	Approximations et simplifications du problème	121
IV.3.2	Modèle d'ondes propagatives	122
IV.3.3	Modèle point	126
IV.4	Résolution numérique du système d'équations	128
IV.4.1	Simplification du système d'équations	128
IV.4.2	Méthode de résolution numérique	129
IV.4.3	Validation du processus numérique	131
a)	Simulation des résultats expérimentaux publiés par Chandonnet et al.	132

b)	Premières simulations d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction	134
IV.5	Analyse du régime en modes déclenchés	137
IV.5.1	Premières investigations	137
IV.5.2	Origine de la dynamique du régime de modes déclenchés	139
a)	Détermination de l'origine du régime pulsé	139
b)	Description de la dynamique du régime de modes déclenchés	141
c)	Discussion	144
IV.6	Transition entre le régime d'émission continue et le régime d'émission pulsée	147
IV.6.1	Investigations expérimentales	148
IV.6.2	Analyse numérique	150
a)	Évolution du régime d'émission en fonction du courant de pompe pour une cavité utilisant un réseau de Bragg	151
b)	Évolution du régime d'émission en fonction du courant de pompe pour une cavité utilisant un filtre Fabry-Perot	154
c)	Influence de la largeur à mi-hauteur du filtre sur le régime d'émission du laser	156
d)	Discussion	160
IV.7	Conclusion	163
IV.8	Bibliographie	166

CHAPITRE 5 ---

V.1	Introduction	169
V.2	Étude des propriétés spectrales du laser	172

V.2.1	Concept de la structure modale chirpée	172
V.2.2	Concept du laser sans modes	176
V.2.3	Étude de la structure modale en cavité froide	180
a)	Concepts fondamentaux	181
b)	Étude d'une cavité froide incorporant un décaleur de fréquence	185
V.2.4	Discussions	188
V.3	Réalisation d'un laser multi-longueurs d'onde couvrant toute la bande C	191
V.3.1	Technique d'écriture de réseaux intra-cavité	192
a)	Montage d'écriture	195
b)	Protocole expérimental	198
V.3.2	Résultats expérimentaux et discussion	199
a)	Résultats expérimentaux	199
b)	Discussion	201
V.4	Mesure de la dispersion chromatique d'un lien optique	205
V.4.1	Introduction	206
V.4.2	Mesure de la dispersion chromatique	209
a)	Dispositif expérimental	209
b)	Détermination de la dispersion chromatique	210
V.4.3	Discussion	212
V.5	Conclusion	213
V.6	Bibliographie	216

CHAPITRE 6 ---

VI.1	Introduction	219
VI.2	Revue Bibliographique	221
VI.2.1	Rappels des formats de codage	221
VI.2.2	Laser utilisant les semi-conducteurs comme milieu de gain	222
a)	Configuration laser utilisant une modulation directe du gain	223
b)	Configuration laser utilisant une modulation externe	225
VI.2.3	Laser utilisant la fibre dopée à l'erbium comme milieu de gain	227
a)	Solutions intuitives	228
b)	Solutions utilisant des décalages temporels	232
VI.3	Réalisation d'un laser multi-longueurs d'onde en régime de modes bloqués actif	235
VI.3.1	Description de la cavité laser	236
VI.3.2	Résultats expérimentaux	239
VI.3.3	Amélioration des caractéristiques de la source	245
a)	Augmentation de la puissance de sortie du laser	245
b)	Amélioration des caractéristiques temporelles de la source	246
c)	Montage expérimental	249
d)	Résultats expérimentaux	250
VI.3.4	Discussion	254
a)	Importance du décaleur de fréquence	254
b)	Structure modale du régime de modes bloqués	255
c)	Uniformité du train d'impulsions	257
d)	Fréquence de modulation	258
VI.4	Investigations théoriques	261
VI.4.1	Modèle gaussien analytique	261

a)	Description du modèle gaussien	261
b)	Utilisation du modèle gaussien pour l'étude de la cavité laser	266
VI.4.2	Discussion	273
VI.5	Investigations numériques	277
VI.5.1	Description du modèle numérique	277
a)	Approximations et validité du modèle	277
b)	Description du modèle	278
c)	Présentation du modèle	280
d)	Méthode numérique	283
VI.5.2	Résultats numériques	285
VI.5.3	Discussion	294
VI.6	Conclusion	297
VI.7	Bibliographie	299
CONCLUSION		296
BIBLIOGRAPHIE		301
LISTE DES PUBLICATIONS		316
ANNEXE A :		A-1
SIMULATION NUMÉRIQUE D'UN AMPLIFICATEUR À FIBRE OPTIQUE DOPÉE À L'ERBIUM		
ANNEXE B :		B-1
SIMULATION NUMÉRIQUE DU RÉGIME DE MODES DÉCLENCHÉS PASSIF DULASER		
ANNEXE C :		C-1
SIMULATION NUMÉRIQUE DU RÉGIME DE MODES BLOQUÉS ACTIFS DU LASER		

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE 1

- Figure 1.1 : Schéma d'un élément acousto-optique.
- Figure 1.2 : Schéma du calcul de la déviation infinitésimale.
- Figure 1.3 : Intensité de l'onde diffractée dans le cas de décalage positif.
- Figure 1.4 : Description quantique de l'effet acousto-optique.
- Figure 1.5 : Schéma expérimental de la cavité proposée par Coquin et al.
- Figure 1.6 : Schéma expérimental de la cavité proposée par Smith et al. (A) Dispositif expérimental, (B) Résultats expérimentaux.
- Figure 1.7 : Schéma expérimental de la cavité proposée par Takabayashi et al. (A) Dispositif expérimental. (B) Résultats expérimentaux.
- Figure 1.8 : Configurations des cavités laser émettant en régime de modes déclenchés.
- Figure 1.9 : Laser émettant en régime de modes déclenchés utilisant une fibre dopée erbium comme milieu de gain.
- Figure 1.10 : Schéma expérimental utilisé par Sousa et al.
- Figure 1.11 : Impulsion obtenue avec une cavité laser sans filtre.
- Figure 1.12 : Evolution du spectre dans une cavité utilisant un décaleur acousto-optique.
- Figure 1.13 : Principe de fonctionnement des cavités lasers multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction.
- Figure 1.14 : Schéma expérimental d'un laser multi-longueur d'onde CW utilisant un décaleur de fréquence.
- Figure 1.15 : Résultats expérimentaux. (A) Résultats obtenus avec le micro étalon Fabry-Perot, (B) Résultats obtenus avec le réseau de Bragg échantillonné.

CHAPITRE 2

- Figure 2.1 : Longueurs d'onde d'émission obtenues avec différents ions de terre rare.
- Figure 2.2 : Structure spectroscopique de l'ion erbium.
- Figure 2.3 : Exemples de cavités couramment utilisées dans la technologie des lasers à fibre. (A) Cavité Fabry-Perot, (B) Cavité Fabry-Perot avec des miroirs en boucle, (C) Cavité Fabry-Perot avec des réseaux de Bragg fibrés, (D) Cavité en anneau, (E) Cavité Fox-Smith.
- Figure 2.4 : Cavités en anneau. (A) Structure utilisée en optique fibrée, (B) Structure utilisée en optique massive.
- Figure 2.5 : Réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique.
- Figure 2.6 : Réflectivité pour deux réseaux de Bragg avec des coefficients de couplage différents.

Figure 2.7 : Courbe de délai et de dispersion d'un réseau de Bragg : (A) $\kappa L=2$. (B) $\kappa L=8$.

Figure 2.8: Montage à masque de phase : (A) Principe du montage, (B) Masque de phase.

Figure 2.9 : Principe du montage interférométrique de type Sagnac : (A) Schéma de montage, (B) Longueurs d'onde de Bragg versus l'angle des miroirs.

Figure 2.10 : Réseau de Bragg uniforme : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Figure 2.11 : Réseau de Bragg à amplitude variable : (A)) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Figure 2.12 : Réseau de Bragg à couplage variable : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Figure 2.13 : Réseau de Bragg à pas variable : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Figure 2.14 : Schématisation des filtres Fabry-Perot fibrés.

Figure 2.15 : Spectre en transmission d'un filtre Fabry-Perot fibré.

Figure 2.16 : Calcul de l'ISL et de la finesse d'un filtre Fabry-Perot fibré.

Figure 2.17 : Schéma énergétique décrivant en détails la stucture de l'ion Er^{3+} .

Figure 2.18 : Saturation du gain par un signal fort. (A) Saturation dans le cas d'un milieu à élargissement homogène. (B) Saturation dans le cas d'un milieu à élargissement inhomogène.

Figure 2.19 : Schématisation d'un système à trois niveaux (Erbium @ 1550 nm).

Figure 2.20 : Sections efficaces d'émission et d'absorption de la fibre HP980 de la compagnie Lucent Technologies.

Figure 2.21 : Spectre de gain calculs pour la fibre HP 980 de la compagnie Lucent Technologies en fonction de l'inversion de population.

Figure 2.22: Schématisation d'un amplificateur à fibre dopée erbium.

Figure 2.23: Analyse du gain petit signal en fonction de la puissance de la pompe pour les deux fibres étudiées. (A)) résultats obtenus avec la fibre (A). (B) résultats obtenus avec la fibre (B).

Figure 2.24 : Facteur de recouvrement Γ calculé pour les deux fibres.

Figure 2.25 : Population moyenne du niveau supérieur calculée pour les deux fibres. (A) Fibre (A) de la compagnie Lucent. (B) Fibre (B) de la compagnie Coractive.

Figure 2.26 : Calcul de la population du niveau N_2 au cœur de la fibre (A) pour les deux longueurs d'onde de pompe. (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.27 : Calcul de l'ESA co et contra-propagative pour la fibre (A). (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.28 : Simulation de la propagation de la puissance de pompe dans la fibre (A) dans le cas d'un pompage à 980 nm.

Figure 2.29 : Évolution du gain le long de la fibre (A). (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.30 : Calcul de la population du niveau N_2 pour les deux longueurs d'onde de pompe dans le cas de la fibre (B). (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.31 : Simulations de la propagation de la puissance de pompe dans la fibre (B). (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.32 : Calcul de l'ESA co et contra-propagative pour la fibre (B). (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.33 : Évolution du gain le long de la fibre (B). (A) $\lambda_p=980$ nm. (B) $\lambda_p=1480$ nm.

Figure 2.34 : Calcul de la longueur optimale de la fibre dopée erbium pour un pompage à 980 nm.
 Figure 2.35 : Calcul de la longueur optimale de la fibre dopée erbium pour un pompage à 1480 nm.
 Figure 2.36 : Analyse du gain petit signal en fonction de la puissance de la pompe pour la fibre (B) dans une configuration de double pompage. (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.
 Figure 2.37 : Simulations de la propagation de la puissance de pompe dans le milieu de gain. (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.
 Figure 2.38 : Calcul de l'ESA co et contra-propagative. (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.
 Figure 2.39 : Évolution du gain le long de la fibre dopée erbium. (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

CHAPITRE 3

Figure 3.1 : Dispositif expérimental. (A) Cavité classique, (B) différents types de filtres pouvant être utilisant afin d'obtenir le régime multi-longueur d'onde.
 Figure 3.2 : Réponse spectrale des éléments de base d'un laser multi-longueur d'onde : Le gain et le dispositif de sélection des bandes spectrales.
 Figure 3.3 : Simulation d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence. (A) Simulation avec le décaleur de fréquence, (B) simulation sans le décaleur de fréquence.
 Figure 3.4 : Spectre de sortie expérimental d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence. (A) Spectre avec le décaleur de fréquence, (B) Spectre sans le décaleur de fréquence.
 Figure 3.5 : Spectre de sortie d'un laser. (A) cas de la configuration classique. (B) cavité laser utilisant un décaleur de fréquence.
 Figure 3.6 : Emission stimulée pour le milieu de gain à trois niveaux de l'erbium.
 Figure 3.7 : Dynamique d'un laser au niveau de son seuil. (A) Évolution de l'inversion de population en fonction de la puissance de pompe. (B) Évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe.
 Figure 3.8 Discrimination spectrale. (A) cas d'un laser à deux modes de cavité, (B) cas d'un laser multimodes.
 Figure 3.8 Discrimination spectrale. (A) cas d'un laser à deux modes de cavité, (B) cas d'un laser multimodes.
 Figure 3.9 : Validations expérimentales. (A) Dispositif expérimental, (B) réponse en réflexion du réseau de Bragg.
 Figure 3.10 : Caractéristiques LI obtenues pour deux configurations de laser utilisant un décaleur dans la boucle de contre réaction.
 Figure 3.11 : Mesure de la largeur de raie du laser basée sur l'analyse du spectre micro-onde.
 Figure 3.12 : Caractérisation des régimes d'émission du laser. (A) Configuration utilisant la fibre HP 980 de Lucent, (B) configuration utilisant la fibre EDF-C 1400 de la compagnie Coractive.
 Figure 3.13 : Mesure d'une impulsion obtenue avec le régime de modes bloqués passif.
 Figure 3.14 : Cartographie des régimes laser. (A) 6.5 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde, (B) 8.5 m de fibre erbium, 100 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde,

(C) 10 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde, (D) 11.5 m de fibre erbium, 50 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde.

Figure 3.15 : Analyse de l'impact du nombre de longueurs d'onde. (A) 6.5 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 1 longueur d'onde, (B) 6.5 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde.

CHAPITRE 4

Figure 4.1 : Montage expérimental de la caractérisation du régime de modes déclenchés.

Figure 4.2 : Résultats expérimentaux. (A) laser *free running*, (B) laser utilisant le filtre uniquement, (C) laser utilisant le décaleur uniquement, (D) laser utilisant le filtre et le décaleur de fréquence.

Figure 4.3 : Simplification de la cavité laser. (A) Schématisation d'un laser multi-longueur d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction, (B) Simplification de la cavité pour l'analyse numérique.

Figure 4.4 : Schématisation du décalage en fréquence.

Figure 4.5 : Algorithme de résolution du système d'équations (4.12).

Figure 4.6 : Montage expérimental de Chandonnet et al.

Figure 4.7 : (A) Résultats de la simulation, (B) résultats publiés par Chandonnet et al.

Figure 4.8 : Résultats des simulations numériques. (A) laser *free running*, (B) laser utilisant le filtre uniquement, (C) laser utilisant le décaleur uniquement, (D) laser utilisant le filtre et le décaleur de fréquence, (E) élargissement de la figure (D).

Figure 4.9 : Résultats obtenus lors des premières investigations numériques.

Figure 4.10 : Distribution des points de mesure où le spectre du laser est calculé.

Figure 4.11 : Calcul du gain et du spectre de sortie du laser pour chaque échantillon.

Figure 4.12 : Dynamique du régime de modes déclenchés à modulation de fréquence. A) Train d'impulsion et spectre de sortie en fonction du temps. B) Longueur d'onde crête du spectre et gain net en fonction du temps.

Figure 4.13 : Représentation des différents régimes d'émission d'un laser.

Figure 4.14 : Description de la dynamique d'un régime de modes déclenchés actif.

Figure 4.15 : Résultats numériques et expérimentaux pour le taux de répétition et la largeur à mi-hauteur des impulsions.

Figure 4.16 : Caractérisation des régimes d'émission pour une cavité laser utilisant un réseau de Bragg comme filtre spectral. (A) Représentation des régimes d'émission en fonction de la puissance de pompe. (B) Puissance de sortie du laser en fonction du temps.

Figure 4.17 : Caractérisation des régimes d'émission pour une cavité laser utilisant un étalon Fabry-Pérot comme filtre spectral. (A) Représentation des régimes d'émission en fonction de la puissance de pompe. (B) Puissance de sortie du laser en fonction du temps.

Figure 4.18: Simulation d'une cavité utilisant un réseau de Bragg comme filtre spectral. (A) Régime d'émission du laser en fonction de la puissance de pompe, (B) Spectres simulés du laser en émission continue.

- Figure 4.19 : Détermination numérique de l'origine de la transition entre les régimes continu et pulsé. (A) Calcul de la longueur d'onde correspondant au pic des spectres ainsi que de leur largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe, (B) Calcul du facteur d'asymétrie et de la largeur à mi-hauteur des spectres en fonction de la puissance de pompe.
- Figure 4.20 : Simulation du filtre Fabry-Perot d'ISL 100 GHz et de finesse 100 par une gaussienne de largeur à mi-hauteur 1 GHz.
- Figure 4.21 : Simulation d'une cavité utilisant un étalon Fabry-Perot comme filtre spectral. (A) Régimes d'émission du laser en fonction de la puissance de pompe, (B) Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe.
- Figure 4.22 : Analyse des différents paramètres du spectre dans le cas où le filtre Fabry-Perot est utilisé (A) Calcul de la longueur d'onde correspondant au pic des spectres ainsi que de leur largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe, (B) Calcul du facteur d'asymétrie et de la largeur à mi-hauteur des spectres en fonction de la puissance de pompe.
- Figure 4.23: Etude de l'influence de la largeur à mi-hauteur du filtre sur le régime d'émission. (A) Réseaux de Bragg, (B) filtres Fabry-Perot, (C) régimes d'émission pour le réseau de Bragg, (D) régime d'émission pour le filtre Fabry-Perot.
- Figure 4.24: Calcul de la largeur à mi-hauteur du spectre ainsi que de son facteur d'asymétrie. (A) Réseau de Bragg, (B) Filtre Fabry-Perot
- Figure 4.25: Superposition du spectre et du filtre. (A) Réseau de Bragg, (B) Filtre Fabry-Perot.
- Figure 4.26 : Analyse de la dynamique du laser lorsque la puissance de pompe ou la largeur du filtre varie. (A) Analyse lorsque la puissance de pompe varie. (B) Analyse lorsque la largeur du filtre varie.

CHAPITRE 5

- Figure 5.1 : Description de la dynamique d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction.
- Figure 5.2 : Représentation de la fréquence instantanée du spectre en fonction du temps.
- Figure 5.3 : Montages expérimentaux proposés par Littler. (A) Schématisation de la cavité laser. (B) Dispositif expérimental d'analyse des propriétés spectrales du laser.
- Figure 5.4 : Mesure du spectre du laser en utilisant le montage hétérodyne avec une résolution de 5 MHz.
- Figure 5.5 : Spectre micro-onde du signal hétérodyne. (A) Mesure dans le cas d'un laser utilisant un décaleur de fréquence. (B) Mesure pour une cavité multimode conventionnelle.
- Figure 5.6 : Calcul du spectre correspondant au champ (5.8 b). Pour la trace continue, $b=10$ GHz, l'ISL vaut 220 GHz et le décalage est de 110 MHz. Pour la trace en pointillée, $b=10$ GHz, l'ISL vaut 220×0.95 GHz et le décalage est de 110 MHz.
- Figure 5.7 : Schématisation d'une cavité froide en anneau.
- Figure 5.8: Transmission de la cavité froide dans le cadre d'une structure résonnante classique.

Figure 5.9: Simulation numérique de la propagation d'un champ ayant une phase aléatoire dans une cavité froide. (A) Champ incident, (B) champ transmis.

Figure 5.10: Schématisation d'une cavité froide en anneau utilisant un décaleur de fréquence.

Figure 5.11 Simulation d'une cavité froide incluant un décaleur de fréquence. (A) Spectre du champ initial. (B) Spectre du champ circulant dans la structure résonnante.

Figure 5.12: Simulation d'une cavité froide incluant un décaleur de fréquence dans le cas de résonance entre l'ISL et le décalage. (A) Spectre du champ initial. (B) Spectre du champ circulant dans la structure résonnante.

Figure 5.13 : Schématisation du décalage en fréquence dans le cas où il est raisonnant avec l'ISL de la cavité.

Figure 5.14: Filtrage de la réponse spectrale du gain de l'erbium par une configuration de filtres à amplitude variable. (A) Réponse spectrale du gain et du filtre en fonction de la longueur d'onde. (B) Réponse spectrale du gain après le filtrage par le filtre à amplitude variable.

Figure 5.15: Contrôle de la profondeur d'un réseau de Bragg. (A) Représentation de la variation de l'indice effectif en fonction du temps d'exposition. (B) Évolution de l'amplitude de la variation de l'indice effectif en fonction du nombre d'exposition.

Figure 5.16: Dispositif expérimental d'écriture de réseaux de Bragg intra-cavité.

Figure 5.17: Support multi-réseaux pour le montage d'écriture interférométrique de réseaux de Bragg.

Figure 5.18: Modification du montage interférométrique pour l'exposition de la fibre à un rayonnement ultraviolet sans franges d'interférence.

Figure 5.19: Réflectivité du filtre multicanaux après égalisation de la platitude du spectre du laser.

Figure 5.20: Spectre de sortie du laser multi-longueur d'onde.

Figure 5.21: courbe PI du laser multi-longueur d'onde.

Figure 5.22: Étude de la performance temporelle de la source. (A) trace temporelle de la puissance totale de la source. (B) distribution statistique de la tension mesurée.

Figure 5.23 : Mesure du signal de battement du spectre d'une longueur d'onde (1534.24nm).

Figure 5.24 : Montage de mesure du diagramme de l'œil.

Figure 5.25: Mesure de diagramme de l'œil. (A) source monomode. (B) fréquence centrée autour de 1534.24 nm délivrée par notre source.

Figure 5.26: Dispositif expérimental de mesure de la dispersion par la technique de temps de vol.

Figure 5.27: Signal transmis au travers de la fibre optique. (A) Fibre SMF-28. (B) Fibre LEAF. (C) Modules de compensation de dispersion.

Figure 5.28: Mesure de la dispersion chromatique (A) Fibre SMF-28. (B) Fibre LEAF. (C) Module de compensation de dispersion.

CHAPITRE 6

Figure 6.1 : Format de codage NRZ. (A) Caractéristiques du codage. (B) Laser CW non modulé.

Figure 6.2 : Format de codage RZ. (A) Caractéristiques du codage. (B) Laser impulsif non modulé.

Figure 6.3 : Configuration proposée par Shi et al. (A) Dispositif expérimental. (B) Résultats expérimentaux.

Figure 6.4 : Résultats expérimentaux publiés dans la référence. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Diagramme de l'œil de la source multi-longueur d'onde.

Figure 6.5 (A) : Configuration laser à modulation externe. (A) Dispositif expérimental. (B) Spectre de sortie du laser.

Figure 6.6 : Caractéristiques temporelles du laser. (A) Traces temporelles pour 3 longueurs d'onde. (B) Puissance de sortie et largeur de l'impulsion en fonction de la longueur d'onde.

Figure 6.7 : Dispositif expérimental.

Figure 6.8 : Résultats expérimentaux. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Traces temporelles pour chaque longueur d'onde.

Figure 6.9 : Dispositif expérimental.

Figure 6.10 : Résultats expérimentaux. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Train d'impulsion pour λ_1 .

Figure 6.11 : Résultats expérimentaux (A) Spectre de sortie du laser. (B) Traces temporelles.

Figure 6.12 : Schématisation de la méthode.

Figure 6.13 : Dispositif expérimental.

Figure 6.14 : Résultats expérimentaux ti. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Train d'impulsion.

Figure 6.15 : Dispositif expérimental d'un laser fortement multi-longueur d'onde émettant en régime de modes bloqués.

Figure 6.16 : Transmission du filtre passe-bande.

Figure 6.17 : Caractéristiques des deux filtres Fabry-Perot.

Figure 6.18 : Spectre de sortie. (A) Résultats avec le filtre #1. (B) Résultats avec le filtre #2.

Figure 6.19 : Mesure de la stabilité de l'émission multi-longueur d'onde au cours du temps.

Figure 6.20 : Mesure de la largeur à mi-hauteur et de la puissance crête des impulsions. (A) Filtre #1. (B) Filtre #2.

Figure 6.21 : Mesure de l'autocorrélation du train d'impulsions pour la longueur d'onde centrée autour de 1545.92nm.

Figure 6.22 : Mesure du spectre radiofréquence. (A) Filtre #1, $\lambda=1545.92$ nm. (B) Filtre #2, $\lambda=1545.123$ nm.

Figure 6.23 : Mesure de la platitude du spectre et de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la fréquence de modulation.

Figure 6.24 : Spectre d'un laser émettant en régime de modes bloqués. (A) Fréquence de modulation : 3GHz. (B) Fréquence de modulation : 10 GHz.

Figure 6.25 : Transmission du micro étalon Fabry-Perot.

Figure 6.26 : Transmission du filtre passe bande.

Figure 6.27 : Dispositif expérimental d'une source laser multi-longueur d'onde émettant en régime de modes bloqués actif avec un taux de répétition de 10 GHz.

Figure 6.28 : Spectre de sortie du laser multi-longueur d'onde.

Figure 6.29 : Caractéristiques temporelles. (A) Largeur à mi-hauteur des impulsions et produit $\Delta\nu\Delta\tau$ (B) Trace d'autocorrélation du train d'impulsion ($\lambda=15551.66462$ nm).

Figure 6.30 : Spectre radiofréquence du champ optique ($\lambda=15551.66462$ nm).

Figure 6.31 : Spectres de sortie obtenus avec la configuration présentée à la figure 6.27. (A) Avec décaleur de fréquence. (B) Sans décaleur de fréquence.

Figure 6.32 : Spectre radiofréquence pour la bande centrée autour $\lambda= 1545.92$ nm.

Figure 6.33 : Démonstration de la présence d'une condition de stationnarité.

Figure 6.34 : Puissance de sortie du laser émettant en régime de modes bloqués.

Figure 6.35 : Mesure des traces temporelles à l'aide de l'oscilloscope à échantillonnage pour plusieurs fréquences de modulation.

Figure 6.36: Représentation schématique du modèle gaussien.

Figure 6.37: Résultats de l'exemple numérique. (A) Calculs de l'impulsion. (B) Calculs du spectre.

Figure 6.38: Schématisation du modèle en champ.

Figure 6.39 : Simulation pour les deux fréquences de modulation. (A) et (B) spectre et trace temporelle pour f_{m2} . (C) et (D) spectre et trace temporelle pour f_{m1} . (D) représentation du spectre du laser utilisant la fréquence f_{m2} dans une échelle logarithmique.

Figure 6.40 : Calcul du spectre de sortie du laser pour différents instants.

Figure 6.41 : Calcul de la trace temporelle émise par le laser pour différents instants.

Figure 6.42 : Calcul de l'inversion moyenne en fonction du temps.

Figure 6.43 : Spectres du laser avant et après propagation du champ dans le décaleur de fréquence et le filtre spectral.

Figure 6.44 : Description fréquentielle du régime de modes bloqués. (A) Structure modale de la modulation d'amplitude, (B) structure modale de la cavité froide, (C) structure modale du régime de modes déclenchés.

Figure 6.45 : Description fréquentielle du régime de modes bloqués. (A) Structure modale de la modulation d'amplitude, (B) structure modale de la cavité froide, (C) structure modale du régime de modes déclenchés.

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Échelles de fréquence utilisées dans les lasers utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction.

Tableau 2.1 : Mesure de l'élargissement homogène de la transition $^4I_{13/2}$ - $^4I_{15/2}$ de l'erbium à température ambiante.

Tableau 2.2: Principales caractéristiques des deux fibres dopées erbium utilisées lors des expériences.

Tableau 3.1 : Paramètres utilisés au cours de la cartographie des régimes d'émission du laser.

Tableau 4.1 : Paramètres de simulation de la configuration de Chandonnet et al.

Tableau 4.2 : Paramètres de simulation pour la configuration utilisant un décaleur de fréquence.

Tableau 4.3 : Paramètres de simulation.

Tableau 5.1 : Paramètres utilisés lors de la simulation de la cavité froide.

Tableau 6.1 : Échelles de fréquence utilisées au sein du laser.

Tableau 6.2 : Caractéristiques de la source multi-longueur d'onde émettant en régime de modes bloqués.

Tableau 6.3 : paramètres déduits de la résolution de l'équation (6.22).

Tableau 6.4 : Valeurs des paramètres de l'exemple numérique.

Tableau 6.5 : Paramètres de simulation.

LISTE DES NOTATIONS

$A(x,t)$: Onde acoustique plane se propageant dans la direction des x .

A_{eff} : Aire effective du mode LP_{01} .

AOFDE : Amplificateurs optiques à fibre dopée erbium.

AOS : Amplificateur optique à semi-conducteur.

ASO : Analyseur de spectre optique.

AWG : *Arrayed-waveguide*.

A_0 : Amplitude de l'onde acoustique plane.

DCF : Fibre à compensation de dispersion.

$\vec{E}(x,y,z,t)$: Champ électrique.

$E_{circ}(T)$: Champ circulant dans une cavité froide.

$E_{in}(t)$: Champ incident à une cavité froide.

$E_p(z,t)$: Champ de pompe à la position z et au temps t .

ESA : Émission spontanée amplifiée.

$E_s(z,t)$: Champ du signal laser à la position z et au temps t .

$E_{trans}(t)$: Champ transmis par une cavité froide.

E_0 : Amplitude de l'impulsion gaussienne.

E_1 : Niveau d'énergie fondamentale de l'erbium.

E_2 : Niveau supérieur de l'erbium.

E_3 : Niveau excité de l'erbium.

F : Finesse du résonateur, $F = \frac{\pi r^2}{1-r}$.

$F(\nu)$: Réponse en intensité du filtre.

FAG : Filtre aplatisseur de gain.

$FWHM_{FP}$: La largeur à mi-hauteur du filtre Fabry-Perot.

$G(\nu)$: Gain net, $G(\nu) = F(\nu) \cdot e^{\left[\sigma_e(\nu) [N_{2ave} - \gamma_s (1 - N_{2ave})] L_g - 2\alpha L_g \right]}$.

Gain : Gain du milieu amplificateur, $Gain = 10 \cdot \log(P_0/P_L)$.

$\hat{I}_p^+(t)$: Intensité du signal de pompe moyennée sur la longueur du milieu de gain.

$\hat{I}_s^+(t, \nu)$, $\hat{I}_s^-(t, \nu)$: Intensité du signal co et contra propagatif moyennée sur la longueur du milieu de gain.

I_{sat} : Intensité de saturation.

ISL : Intervalle spectral libre.

$I_s^\pm(z, t, \nu)$: Intensité du signal laser co et contra propagatif à une position z dans la cavité, à un instant t et une fréquence ν .

I_0 : Puissance de pompe injectée.

L : Longueur de la cavité résonnante.

LEAF : Fibre à dispersion décalée non nulle.

L_g : Longueur du milieu de gain.

$M(t)$: Transmission d'un modulateur acousto-optique.

N_{ech} : Représente le nombre de points spectraux d'un spectre.

NRZ : Format de codage non retour pas zéro.

N_0 : Concentration totale dans la fibre dopée, et égale à la somme des populations des niveaux 1 et 2 pour le couple (z,t) .

N_2, N_1 : Respectivement les populations des niveaux E_2 et E_1 .

N_{2ave} : Population moyenne du niveau supérieur.

$\vec{P}(x,y,z,t)$: Vecteur de polarisation.

P_{ESA} : Puissance de l'émission spontanée amplifiée totale, $P_{ESA} = P_{ESA}^+ + P_{ESA}^-$.

P_{ESA}^+ : Puissance de l'émission spontanée amplifiée co-propagative.

P_{ESA}^- = Puissance de l'émission spontanée amplifiée contra-propagative.

P_L : Puissance du signal en sortie du milieu amplificateur.

P_p : Puissance de pompe.

P_p^- : Puissance de pompe contra-propagative.

P_s : Puissance du signal.

P_0 : Puissance du signal en entrée du milieu amplificateur.

R : Réflectivité en intensité du réseau de Bragg.

RSB : Rapport signal à bruit.

RZ : Format de codage retour par zéro.

R_1, R_2 : Réflectivité des deux miroirs formant une cavité Fabry-Perot.

$R_{13}(z,t)$: Taux d'absorption de la pompe.

SESAM : Semiconductor Saturable Absorber Mirror.

SMF : Fibre monomode.

TF : Transformée de Fourier.

T_{FP} : La réponse spectrale d'une cavité froide Fabry-Perot.

T_m : Période de la modulation.

V_{pp} : Amplitude crête du signal de modulation.

V_π : Amplitude du signal pour un retard de phase de π .

$W_a(z,t)$ et $W_e(z,t)$: Taux d'absorption et d'émission du signal.

c : Vitesse de la lumière dans le vide.

d : Longueur du résonateur.

d_p : Dispersion du réseau de Bragg.

f_m : La fréquence de modulation.

f_q : La fréquence instantanée des modes de cavité.

f_s : Fréquence de l'onde acoustique de fréquence.

f_0 : Fréquence fondamentale de modulation.

g : Gain petit signal du milieu actif.

$\tilde{g}_{rt}(\omega)$: Gain net complexe pour une onde ayant effectuée un passage complet dans la cavité.

h : Constante de Planck, $h = 6.626 \times 10^{-34}$.

$j\beta t$: Glissement de fréquence linéaire.

k : Nombre d'onde d'une onde optique plane, $k = n\omega/c$.

k_q : Entier représentant le numéro du mode longitudinal considéré.

$m(t)$: Réponse d'un modulateur électro-optique.

n : Indice du milieu.

$n(x,t)$: Indice de réfraction le long de la direction x .

n_{eff} : Indice effectif.

q : Nombre d'onde de l'onde acoustique plane, $q = 2\pi/\Lambda$.

r : Réflectivité de la cavité.

$v(z)$: Visibilité du changement d'indice.

v_g : Vitesse de groupe.

v_p : Vitesse de phase de la lumière dans le milieu.

v_s : Vitesse du son dans le cristal acousto-optique.

ΔA_d : Accroissement infinitésimal de l'amplitude de l'onde diffractée.

$\Delta N(z)$: Modulation de l'inversion de population.

ΔN_0 : Composante continue de la modulation de l'inversion de population.

$\Delta n(x,t)$: Accroissement infinitésimal de l'indice.

Δn_0 : Amplitude de la perturbation d'indice.

Δt : Résolution temporelle.

Δz : Résolution spatiale.

$\Delta \Omega$: Fraction de l'angle solide guidé par la fibre optique.

$\Delta \beta$: Différence des constantes de propagation.

$\Delta \nu$: Largeur des sections spectrales.

$\Delta \nu_a$: Largeur à mi-hauteur de la réponse spectrale du milieu de gain.

$\Delta\omega$: Largeur à mi-hauteur de la réponse spectrale de la courbe de gain.

Γ : Facteur de recouvrement.

Λ : Période du réseau de diffraction induit par la propagation de l'onde acoustique, $\Lambda=v_s/f_s$.

Λ_B : Période du réseau de Bragg.

Ω : Pulsation de l'onde acoustique plane, $\Omega=2\pi f_s$.

Ω_{masque} : Période du masque de phase.

Ψ, Θ : Changement de variable, $\Psi : (v_g t + z)/2$, $\Theta = (v_g t - z)/2$.

α : Enveloppe gaussienne de l'impulsion.

α : Pertes intrinsèques.

α_{coupleur} : Pertes du coupleur de sortie.

α_{iso} : Atténuation de l'isolateur optique.

$\alpha_p, \alpha_s, \alpha_{vj}$: Respectivement les pertes de propagation pour le signal de pompe, pour le signal optique et pour l'émission spontanée amplifiée.

β : Constance de propagation d'une onde optique.

δ : La force de la modulation.

$\overline{\partial n_{\text{co}}}$: Changement moyen de l'indice du coeur.

$\partial n_{\text{co}}(z)$: Perturbation de l'indice du cœur le long de l'axe des z.

$\overline{\delta n_{\text{eff}}}$: Changement moyen de l'indice effectif.

ϵ : Permittivité du milieu.

ϵ_0 : Perméabilité du vide.

$\phi(z)$: Phase de la perturbation d'indice.

$\phi_q(t)$: Phase du champ circulant dans la cavité résonnante.

ϕ_1, ϕ_2 : Angles des miroirs d'un interféromètre de Sagnac.

γ : Facteur d'asymétrie du spectre optique.

γ_s : Rapport des sections efficaces d'absorption et d'émission.

$\eta(v)$: Facteur de recouvrement entre le mode de propagation.

η_{AOM} : Efficacité du décaleur de fréquence acousto-optique.

κ : Couplage dû à la partie oscillante de la perturbation de l'indice, $\kappa = \frac{\pi}{\lambda_D} v \overline{\delta n_{\text{eff}}}$.

λ : Longueur d'onde.

λ_D : Longueur d'onde *design* du réseau de Bragg, $\lambda_D 2n_{\text{eff}}/\Lambda_B$.

λ_P : Longueur d'onde du signal de pompe.

λ_{uv} : Longueur d'onde du laser utilisé pour l'écriture du réseau.

$\bar{\lambda}$: Représente la moyenne en longueur d'onde.

μ_0 : Perméabilité du vide.

μ_2 : Moment d'ordre 2.

μ_3 : Moment d'ordre 3.

ν : Fréquence de l'onde électromagnétique.

ν_f : Intervalle spectral libre (ISL) du résonateur, $\nu_f=c/2d$.

ν_s, ν_p : Fréquences du signal et de la pompe.

θ : Angle de diffraction du réseau acousto-optique.

θ_B : Angle de Bragg, $\theta_B=\sin^{-1}(q/2k)$.

θ_i : Angle d'incidence d'une onde optique plane sur le réseau de diffraction.

ρ : Constante photoélastique.

ρ : Réflectivité en champ du réseau de Bragg.

σ : Couplage dû à l'augmentation de l'indice effectif moyen, $\sigma=\frac{2\pi}{\lambda}\delta n_{\text{eff}}$.

$\hat{\sigma}$: Facteur de désintonisation.

$\sigma^a(\nu_j)$ et $\sigma^e(\nu_j)$: sections efficaces d'absorption et d'émission pour chaque fréquence composant le signal d'ESA.

$\sigma_e(\lambda), \sigma_a(\lambda)$: Respectivement les sections efficaces d'émission et d'absorption.

$\sigma_s^e, \sigma_s^a, \sigma_p^e$ et σ_p^a : Respectivement sections efficaces d'émission et d'absorption pour la longueur d'onde de signal et de pompe.

τ : Temps de vie des ions erbium dans le niveau supérieur.

τ_P : Délai du réseau de Bragg.

τ_{rt} : Temps de vol dans la structure résonnante.

ω : Pulsation d'une onde optique plane, $\omega=2\pi\nu$.

ω_d : Pulsation de l'onde optique diffractée.

ω_m : La pulsation de la modulation.

ω_p : Pulsation d'oscillation de l'impulsion.

INTRODUCTION

Depuis son apparition au cours des années soixante, le laser est devenu une technologie mature qui inonde notre quotidien. Un laser est une source lumineuse cohérente fonctionnant selon le principe de l'amplification stimulée. Il est composé de trois éléments de base : un milieu de gain, une cavité résonnante et une source de bruit permettant d'initier le phénomène. La cavité résonnante force le signal optique à effectuer de nombreux passages dans le milieu de gain et, lorsque le gain net par passage est supérieur aux pertes de la cavité, le régime laser est établi. En régime permanent, la largeur à mi-hauteur du spectre est, dans la majorité des configurations, beaucoup plus étroite que celle du gain^[1]. Dans le but d'obtenir un laser émettant sur plusieurs bandes spectrales simultanément et ainsi d'utiliser la totalité de la bande spectrale du gain, des recherches ont été réalisées pour développer des sources lasers multi-longueur d'onde qui sont d'une grande utilité pour de nombreuses applications. À titre d'exemple, il est possible de citer les applications liées aux capteurs^{[2]-[3]}, pour lesquelles ces sources permettraient d'avoir accès à plusieurs points de mesure ou bien encore au domaine de la spectroscopie, notamment pour la détection de polluants^[4]. Un intérêt plus marqué concerne le pompage optique et l'obtention du gain Raman^[5]. Dans ce cas, l'utilisation d'une source multi-longueur d'onde élargit la bande spectrale du gain ce qui permet l'amplification d'un nombre plus important de canaux. Pour l'ensemble de ces applications, ces sources permettent, soit de réaliser plusieurs tâches simultanément, soit d'améliorer les performances des dispositifs. Le domaine des télécommunications optique peut également bénéficier de l'utilisation de sources lasers multi-longueur d'onde. Elles peuvent, par exemple, être utilisées pour la caractérisation de composants optiques ou comme transmetteurs dans le cadre des systèmes à accès multiples par répartition de code (CDMA) ou à multiplexage en longueur d'onde (WDM) pour des taux de transmission supérieurs ou égaux à 40 Gbits/s. Les concepts développés tout au long de cette thèse concerneront l'étude et la réalisation de sources multi-longueur d'onde.

Deux technologies laser bien établies permettent d'obtenir une émission multi-longueur d'onde dans la fenêtre spectrale correspondant à la bande C des communications optique: les semi-conducteurs et l'ion erbium. Il est relativement aisé d'obtenir un régime multi-longueur d'onde en utilisant un milieu de gain semi-conducteur. Plusieurs démonstrations ont été réalisées sur la base d'un tel milieu d'amplification^{[6]-[7]}, toutefois, ces solutions souffrent de plusieurs inconvénients. Tout d'abord, le gain petit signal d'un milieu amplificateur semi-conducteur est nettement inférieur à celui qu'il est possible d'obtenir avec des fibres optiques dopées à l'erbium. De plus, ces cavités lasers sont souvent des cavités en espace libre, ce qui les rend plus sensibles aux perturbations externes et augmente les pertes. Afin de remédier au problème du gain, il a été envisagé de réaliser des sources multi-longueur d'onde utilisant des fibres optiques dopées à l'erbium comme milieu de gain. De plus, la technologie fibrée permet d'isoler le signal optique du milieu extérieur en le confinant à l'intérieur d'une fibre de silice rendant par la même occasion la source plus stable. Malheureusement, l'erbium est connu pour être un milieu de gain à élargissement majoritairement homogène à température ambiante^[8] ce qui rend impossible l'obtention du régime multi-longueur d'onde. Ce régime peut cependant être obtenu grâce à des techniques permettant de contourner cette limite physique. La première d'entre elles consiste à refroidir la fibre dopée à l'erbium en utilisant de l'azote liquide. En effet, à basse température, l'erbium devient un milieu de gain à élargissement majoritairement inhomogène et le régime multi-longueur d'onde est alors possible car la compétition de gain entre les différentes bandes spectrales est fortement réduite^{[9]-[10]}. Sur la base de cette méthode et, d'une sélection des bandes spectrales basée sur un effet de polarisation, Park et al^[10] ont obtenu 24 lignes lasers distribuées sur 17nm avec une platitude de spectre inférieure à 3 dB. Chaque raie laser présentait une largeur à mi-hauteur de 0.15nm et le rapport signal à bruit était supérieur à 30 dB. Cependant, le fait d'utiliser de l'azote liquide limite les applications de cette source en raison de la complexité et du coût d'entretien de cette technique. Afin d'éliminer la compétition de gain, il est aussi possible de concevoir la source multi-longueur d'onde de telle sorte que chacune des bandes spectrales interagissent avec un milieu de gain différent. Pour ce faire, on peut utiliser un amplificateur optique à fibre dopée erbium (AOFDE) pour chaque ligne laser^{[11]-[13]}. Ainsi, Miyazaki et al^[13] ont utilisé une structure en anneau composée de 15 AOFDE, d'un multiplexeur et d'un démultiplexeur, et ont ainsi obtenu 15 lignes laser distribuées sur 24nm, chaque raie laser étant séparée de 1.6nm. La platitude du spectre de sortie était inférieure à 3dB et le rapport signal à bruit

supérieur à 50dB. Malgré ces résultats satisfaisants, la production de masse de ce type de source n'est pas envisageable en raison du coût prohibitif des amplificateurs.

On trouve également dans la littérature des solutions utilisant les propriétés de polarisation de la fibre optique afin d'obtenir un laser à fibre multi-longueur d'onde^[14]. En effet, une fibre optique n'est jamais parfaitement circulaire et par conséquent, les deux états de polarisation peuvent s'y propager. Il est alors possible d'obtenir un régime multi-longueur d'onde. Sur la base de concept, Das et al^[14] ont réalisé une source émettant 4 longueurs d'onde réparties autour de 1602 nm, ce qui semble indiquer que cette technique est faiblement multi-longueur d'onde. Enfin, il est possible d'obtenir des sources fortement multi-longueur d'onde en utilisant les effets non linéaires. Il s'agit du principe de la génération d'un super continuum^{[15]-[16]}. Un laser émettant en régime de modes bloqués avec un taux de répétition donné est injecté dans une fibre optique permettant de maximiser les effets non linéaires. En sortie de cette fibre, le spectre optique s'est étendu grâce à la génération de nouvelles composantes spectrales. Cette technique a été utilisée par Yamada et al^[16] pour la génération de 150 canaux optique, distants de 25GHz et couvrant la totalité de la bande C. Cependant, dans ce cas, chaque bande spectrale est bloquée en phase puisqu'elles ont été obtenues à l'aide d'un régime de modes bloqués.

Récemment, une nouvelle technique a été proposée pour l'obtention d'une source multi-longueur d'onde utilisant l'erbium comme milieu de gain et opérant à température ambiante. Cette méthode propose d'utiliser un décaleur de fréquence à l'intérieur d'une cavité laser conventionnelle afin de prévenir la saturation du gain par une seule bande spectrale et de favoriser l'émission multicanaux^{[17]-[20]}. De cette façon, Bellemare et al^[18] ont élaboré une source laser délivrant 14 longueurs d'onde centrées autour de 1550 nm. Dans le cadre de nos travaux de recherche, nous introduisons un décaleur de fréquence au sein d'une cavité laser afin d'obtenir un régime multicanaux pour une application de cette source au domaine des télécommunications optique et nous tentons de comprendre la physique et la dynamique de ce type de source.

Le premier chapitre de cette thèse de doctorat sera consacré à l'état de l'art des lasers utilisant des éléments acousto-optiques. Après une brève présentation de l'effet acousto-optique et du décalage

de fréquence qu'il engendre, nous consacrerons la suite de ce chapitre à une présentation des différentes applications des éléments acousto-optique au domaine des lasers. Nous verrons que l'utilisation d'un décaleur de fréquence au cœur d'une cavité laser n'est pas une idée novatrice puisque les premières études de ce type de cavité remontent aux années soixante.

Le second chapitre s'intéressera aux principes fondamentaux de la technologie des lasers à fibre optique dopée à l'erbium afin de faciliter la compréhension de tous les concepts exposés tout au long de ce document. Nous aborderons non seulement les notions technologiques comme les différentes cavités, les filtres spectraux ou les solutions existantes pour le pompage du milieu de gain, mais également des notions plus conceptuelles liées à la physique de l'amplification de lumière par une fibre optique dopée à l'erbium.

Le chapitre suivant présentera la démonstration expérimentale du fait que ces sources peuvent être considérées comme des lasers et l'identification de leurs régimes d'émission^[21] sera également abordée. Après avoir précisé les critères permettant de définir qu'une source lumineuse est un laser, nous démontrerons à l'aide d'expérimentations qu'une source lumineuse utilisant un décaleur de fréquence est bien un laser. La littérature fait état de nombreuses publications concernant le fait que le régime d'émission de ces lasers n'est pas continu mais impulsionnel^{[22]-[23]}. Afin de mieux appréhender ce concept, nous réaliserons une caractérisation complète de ces régimes à l'aide de cartographies. Ces cartes des régimes d'émission sont des graphiques en trois dimensions reliant la puissance de pompe, les pertes de la cavité et le régime d'émission du laser. L'analyse de ces cartes nous permettra de démontrer que ces lasers peuvent émettre suivant trois régimes : modes déclenchés passif, modes bloqués passif et émission continu.

Le quatrième chapitre sera dédié à l'étude du régime de modes déclenchés passif identifié au chapitre précédent. Il s'agit là d'un aspect novateur, puisque cette étude sera la première à être réalisée dans le cas d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre réaction. De plus, une étude expérimentale approfondie a permis de mettre en évidence plusieurs caractéristiques de ce régime qui le différencie du régime de modes déclenchés classique. En outre, la dynamique de ce régime sera présentée au travers d'une étude numérique approfondie. Cette dernière nous permettra

d'affirmer que l'origine de ce régime ne réside pas dans la modulation de l'amplitude des pertes de la cavité mais est obtenue grâce à un processus d'auto-injection initié par le décalage de fréquence^[24]. À ce titre, nous désignons ce nouveau régime comme un régime de modes déclenchés par modulation de fréquence. La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des transitions entre un régime d'émission continu et le régime d'émission en modes déclenchés passif. Nous verrons que la forme du filtre spectral utilisé pour la sélection des différentes bandes spectrales joue un rôle essentiel sur la nature du régime d'émission du laser.

La réalisation de lasers multi-longueur d'onde émettant en régime continu sera abordée au cours du cinquième chapitre. Dans un premier temps, nous présenterons la réalisation expérimentale d'une source fortement multi-longueur d'onde couvrant toute la bande C et possédant une platitude de 3 dB^[25]. Afin d'obtenir un contrôle précis de la platitude de sortie, nous exposerons la technique d'écriture de réseaux de Bragg utilisée au cours de ces expériences. Dans un second temps, nous proposerons une application de cette source au domaine des télécommunications optiques, à savoir la mesure de la dispersion chromatique d'un lien en fibre optique en utilisant la méthode de *time of flight*.

Enfin, nous conclurons ce manuscrit par la réalisation et l'investigation théorique de sources fortement multi-longueur d'onde émettant en régime de modes bloqués actif, en démontrant avant toute chose la faisabilité de ce type de source. Ce chapitre présentera une source laser, dotée du plus grand nombre de longueurs d'onde, émettant en régime de modes bloqués simultanément et utilisant l'erbium comme milieu de gain^{[26]-[27]}. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous aborderons la physique et la dynamique de ce régime au travers d'une analyse théorique. Cette étude permettra, en particulier, d'effectuer une analyse comparative entre ce régime et le régime de modes bloqués couramment utilisé pour la réalisation de lasers impulsionnels.

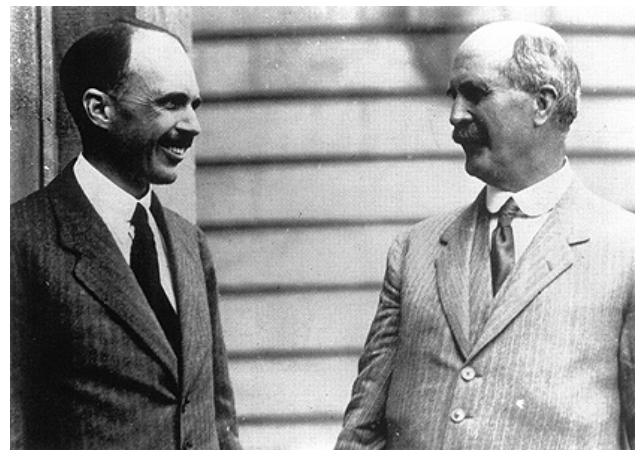
CHAPITRE

1



CAVITÉS LASER UTILISANT DES ÉLÉMENTS ACOUSTO-OPTIQUE

Sir William Lawrence Bragg (à gauche) et Sir William Henry Bragg (à droite). Cette équipe de chercheur père et fils ont reçu le prix Nobel en 1915 pour leurs travaux sur la diffraction de la lumière par des structures périodiques



I.1 Introduction

L'effet acousto-optique traduit l'interaction entre une onde acoustique et une onde lumineuse à l'intérieur d'un cristal. Prévu par L. Brillouin en 1922, cet effet fut observé pour la première fois par R. Lucas et P. Biquard en France et simultanément par P. Debye et F.W. Sears aux USA. Depuis sa découverte au début du siècle dernier, cet effet est couramment utilisé dans le domaine de l'optique. On distingue deux régimes de fonctionnement, le régime de Raman-Nath et de Bragg associés aux cristaux d'épaisseur respectivement faible et importante devant une longueur appelée longueur critique¹. Il est employé dans la réalisation de déflecteurs ou de systèmes de balayage laser ou encore dans le domaine des télécommunications optiques comme élément de base de certains commutateurs, de filtres ou de décaleurs de fréquence. L'application, qui nous intéresse, concerne l'étude et la réalisation des sources laser. Dans ce domaine, la propriété de diffraction des cristaux acousto-optiques est souvent utilisée, notamment pour la réalisation de sources lasers accordables ou impulsionnelles.

Au cours de ce chapitre, nous allons dans un premier temps présenter les deux principales propriétés de l'effet acousto-optique : la condition de Bragg et le décalage en fréquence. Dans un deuxième temps, nous évoquerons l'utilisation des dispositifs acousto-optiques dans les cavités lasers. Cette partie traitera essentiellement des sources accordables et impulsionnelles. La suite de ce chapitre sera consacrée à l'examen de la propriété de décalage de fréquence dû à l'effet acousto-optique dans une cavité résonnante. L'emploi d'un élément optique décalant la fréquence du signal à l'intérieur d'une cavité laser, dont le principe de fonctionnement repose sur une condition de stationnarité, peut paraître saugrenu. Nous verrons que ces cavités ont été étudiées dès les années 70 et offrent des propriétés très intéressantes car l'ajout du décaleur à l'intérieur du système laser en modifie complètement le comportement physique. Enfin, porterons une attention particulière aux travaux récents concernant l'utilisation du décaleur de fréquence dans les lasers à fibre.

¹ Une définition de la longueur critique est la longueur pour laquelle deux rayons provenant du même plan de diffraction interfèrent de manière destructive ($L_c = \Lambda^2/\lambda$).

I.2 Description du modulateur acousto-optique

L'indice de réfraction d'un milieu optique peut être modifié par la propagation d'une onde acoustique. Cet effet, nommé effet acousto-optique, est à l'origine de plusieurs composants actifs.

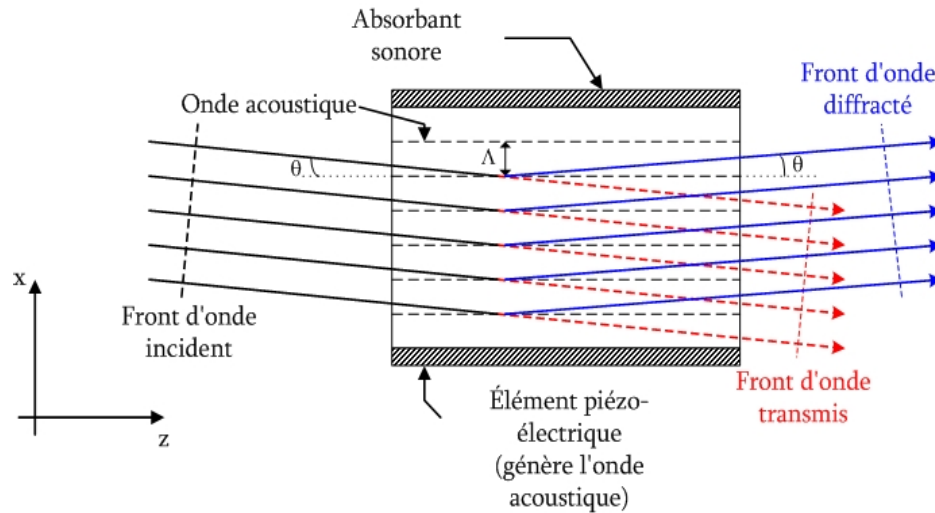


Figure 1.1 : Schéma d'un élément acousto-optique.

Un dispositif acousto-optique se compose généralement d'un élément piézo-électrique permettant de générer une onde acoustique de fréquence f_s , d'un cristal acousto-optique et d'un absorbant acoustique (figure 1.1). En se propageant à l'intérieur du matériau optique, l'onde acoustique modifie les propriétés du milieu, dont l'indice de réfraction du cristal et crée un réseau d'indice de période $\Lambda = v_s / f_s$. Sur le bord opposé à l'élément piézo-électrique, un absorbant sonore est inséré empêchant le réseau d'indice de s'établir de manière stationnaire au sein du cristal. Une onde lumineuse incidente pénétrant le dispositif voit donc une partie de son énergie diffractée par le réseau dans la direction θ et l'autre partie transmise dans la direction de l'onde incidente.

I.2.1 Interaction entre la lumière et l'onde acoustique

Cette partie sera consacrée à la description de l'interaction entre une onde acoustique et une onde lumineuse à l'intérieur d'un matériau acousto-optique. L'objectif est de présenter l'approche théorique permettant d'obtenir le champ transmis et non de faire une description rigoureuse des phénomènes physiques présents au sein du cristal. Ceci nous permettra d'établir deux propriétés

essentielles des dispositifs acousto-optiques : la condition de Bragg et le décalage en fréquence. Enfin, nous terminerons cette présentation en évoquant de manière succincte quelques applications de cet effet.

a) Champs transmis par un dispositif acousto-optique

Dans un premier temps, il s'agit d'étudier l'interaction entre une onde acoustique plane et une onde optique. Une onde acoustique plane se propageant dans la direction positive de l'axe x peut être définie de la manière suivante :

$$A(x,t) = A_0 \cos(\Omega t - qx), \quad (1.1)$$

où A_0 représente l'amplitude de l'onde, $\Omega = 2\pi f$, la fréquence angulaire et $q = 2\pi/\Lambda$, le nombre d'onde.

Cette onde acoustique, en se propageant à l'intérieur d'un cristal acousto-optique, entraîne une modification de l'indice de réfraction du matériau, qui devient fonction de la perturbation. Cette variation d'indice reste faible et nous pouvons généralement le développer en série de Taylor autour $A=0$ [1].

$$n(A) = n(0) - \frac{1}{2}\rho n(0)^3 A(x,t) - \frac{1}{2}\xi n(0)^3 A^2(x,t) + \dots \quad (1.2)$$

Les termes du développement d'ordre supérieur à un sont en règle générale négligeables car leurs amplitudes sont très inférieures à $n(0)$. En remplaçant le terme $A(x,t)$ de l'équation (1.2) par l'équation (1.1), l'indice de réfraction dans un milieu acousto-optique est défini de la façon suivante :

$$n(x,t) \approx n - \Delta n_0 \cos(qx - \varphi). \quad (1.3)$$

avec $n = n(0)$, $\varphi = \Omega t$ et $\Delta n_0 = \frac{1}{2}\rho n^3 A_0$.

Le terme Δn_0 représente l'amplitude de la perturbation d'indice, ρ étant un paramètre phénoménologique appelé constante photoélastique. Cette équation n'est pas sans nous rappeler l'effet

Pockels défini pour les cristaux électro-optiques^[1]. L'inversion de signe de l'équation (1.3) indique qu'une variation positive du signal acoustique entraîne une diminution de l'indice du milieu.

Lorsqu'une onde optique se propage dans un milieu dont l'indice de réfraction est une structure périodique, elle est soumise au phénomène de la diffraction. L'optique classique nous donne une description simple et visuelle de la diffraction (figure 1.2). Pour calculer les caractéristiques du champ en sortie d'un réseau de diffraction, il faut tout d'abord calculer la déviation infinitésimale de l'onde incidente en divisant le cristal étudié en de nombreuses sections perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde sonore (figure 1.2). Pour obtenir l'expression de l'onde diffractée en sortie du dispositif, on somme l'ensemble des champs élémentaires calculés pour chaque section.

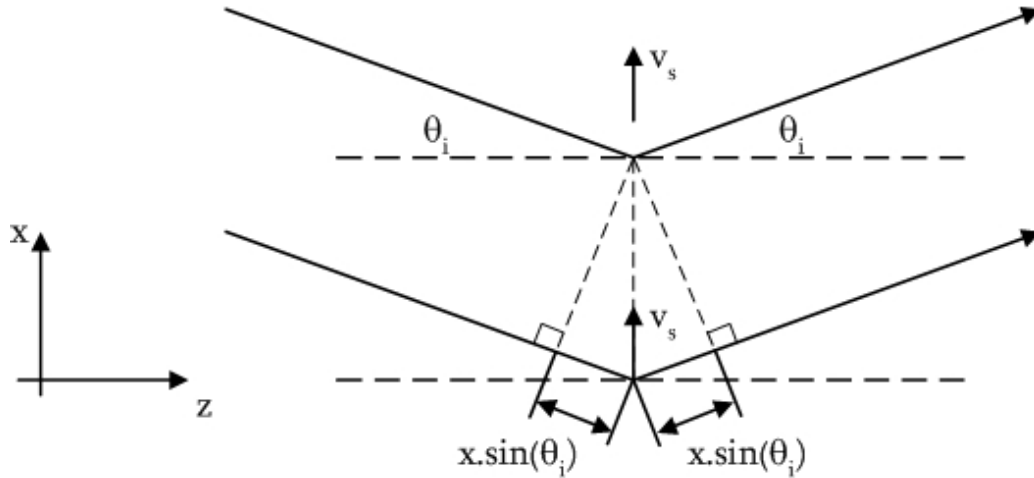


Figure 1.2 : Schéma du calcul de la déviation infinitésimale.

Nous allons utiliser ici le même procédé en considérant une onde optique incidente de fréquence angulaire $\omega=2\pi\nu$ et de nombre d'onde $k=n\omega/c$ pénétrant le cristal avec un angle θ . À l'aide des relations de Fresnel^[1], il est possible de calculer l'accroissement infinitésimal de l'amplitude de l'onde diffractée ΔA_d entre deux sections adjacentes à la position x . Dans le cas d'une polarisation TE, on obtient l'expression,

$$\Delta A_d = \frac{-1}{2n(x,t)\sin^2\theta_i} \Delta n(x,t), \quad (1.4)$$

où $\Delta A_d = (dA_d/dx) \Delta x$ définit l'accroissement infinitésimal de l'amplitude de l'onde diffractée. Ainsi, en utilisant l'équation (1.3) on obtient

$$\frac{dA_d}{dx} = \frac{dA_d}{dn(x,t)} \frac{dn(x,t)}{dx} = \frac{-1}{2n \sin^2 \theta_i} [q \Delta n_0 \sin(qx - \varphi)] = A'_d \sin(qx - \varphi) \quad (1.5)$$

avec

$$A'_d = \frac{-q}{2n \sin^2 \theta_i} \Delta n_0.$$

L'amplitude totale est calculée à l'aide de l'intégrale de dA_d/dx , le long de la dimension transverse du cristal d'épaisseur L .

$$A_d = \int_{-L/2}^{L/2} e^{j2kx \sin \theta_i} \frac{dA_d}{dx} dx \quad (1.6)$$

Le facteur $e^{j2kx \sin \theta_i}$, exprime le retard de phase entre l'onde incidente et l'onde diffractée. En utilisant l'expression (1.5), on établit la relation suivante en développant le sinus :

$$A_d = \frac{1}{2} j A'_d e^{j\varphi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} e^{j(2k \sin \theta_i - q)x} dx - \frac{1}{2} j A'_d e^{-j\varphi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} e^{j(2k \sin \theta_i + q)x} dx. \quad (1.7)$$

Le calcul de l'intégrale permet d'obtenir l'expression de l'amplitude de l'onde diffractée :

$$A_d = \frac{1}{2} j A'_d L \text{sinc} \left[(q - 2k \sin \theta_i) \frac{L}{2\pi} \right] e^{j\Omega t} - \frac{1}{2} j A'_d L \text{sinc} \left[-(q + 2k \sin \theta_i) \frac{L}{2\pi} \right] e^{-j\Omega t} \quad (1.8)$$

L'équation (1.8) exprime l'interaction de la lumière avec une onde acoustique. Nous allons, dans les paragraphes suivants, déduire plusieurs conclusions à partir de cette relation.

b) Condition de Bragg

La première propriété que nous voulons évoquer s'intéresse à l'amplitude du champ diffracté. En effet, le premier terme de l'équation (1.8) admet un maximum lorsque $q = 2k \sin \theta_i$, tandis que le second terme, lui, passe par un maximum lorsque $-q = 2k \sin \theta_i$. Étant donné l'allure en sinus cardinal de

A_d , lorsque l'un de ces deux maxima est atteint, l'autre terme de l'équation (1.8) devient négligeable. En fait, cette considération nous permet de révéler les deux régimes de fonctionnement d'un dispositif acousto-optique. Le premier régime, appelé *décalage positif*, est atteint lorsque la condition $q=2k\sin\theta_i$ est satisfaite. Le second, connu comme étant le régime de *décalage négatif*, est obtenu lorsque $q=-2k\sin\theta_i$. Dans le cas du régime de décalage positif, la condition est satisfaite lorsque l'angle θ_i est égal à θ_B avec $\theta_B=\sin^{-1}(q/2k)$ appelé angle de Bragg.

$$\sin\theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (1.9)$$

L'angle de Bragg est l'angle pour lequel les ondes issues de la diffraction par chacune des périodes du réseau ont une différence de phase de 2π et donc interfèrent de façon constructive.

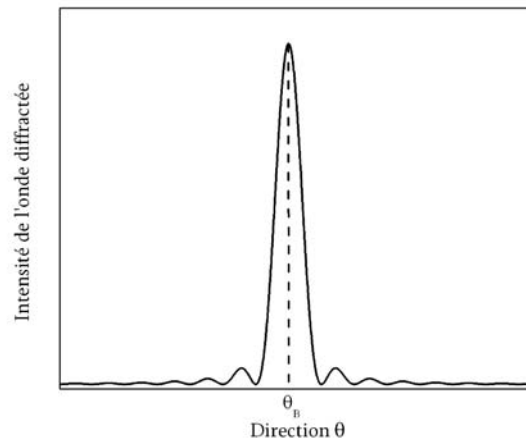


Figure 1.3 : Intensité de l'onde diffractée dans le cas de décalage positif.

La lumière est donc confinée autour de cet angle de Bragg comme l'illustre la figure 1.3. De part et d'autre de cet angle l'intensité lumineuse diminue fortement car l'interférence n'est plus constructive.

c) Décalage en fréquence

La seconde propriété qui nous intéresse, est issue de l'étude de la phase du champ diffracté. Plaçons-nous encore dans le cas d'un régime de décalage positif. Le premier terme de l'équation (1.8) décrivant ce régime est proportionnel à un terme de phase $\exp(j\Omega t)$.

Si l'on considère une onde lumineuse plane de fréquence angulaire ω , $\vec{E}(z,t)=\Re\{\tilde{E}(z)e^{i\omega t}\}$, l'expression de l'onde diffractée par le réseau acousto-optique s'écrit,

$$\vec{E}_d(z,t)=\Re\left\{\frac{1}{2}A_d' L \cdot \text{sinc}\left[(q-2k\sin\theta_i)\frac{L}{2\pi}\right] e^{j(\omega_d t)}\right\}$$

où

$$\omega_d = \omega + \Omega \quad (1.10)$$

représente sa fréquence angulaire.

Le processus de diffraction de la lumière par le réseau est accompagné d'un décalage de la fréquence de l'onde lumineuse d'une valeur égale à la fréquence de l'onde acoustique. Ce décalage de fréquence est en fait dû à un effet Doppler car le réseau au sein du cristal n'est pas stationnaire. Une façon imagée de comprendre l'apparition de ce décalage est de visualiser le processus suivant : un photon incident qui se propage dans le cristal entre en interaction avec un phonon généré par l'onde acoustique (figure 1.4).

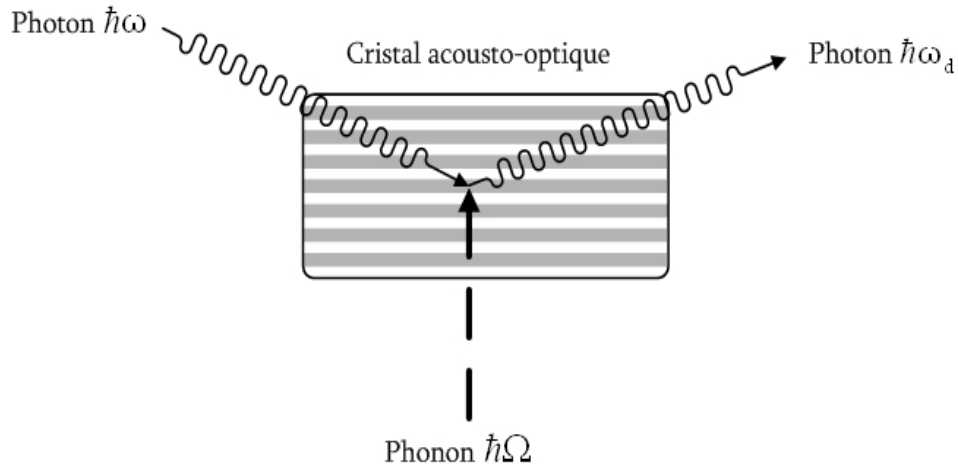


Figure 1.4 : Description quantique de l'effet acousto-optique.

Le résultat de cette interaction est un photon ayant une énergie et une quantité de mouvement différente de celle du photon incident. La conservation de l'énergie implique que la fréquence de ce photon soit la somme de la fréquence du photon incident et de celle du phonon (figure 1.4).

I.2.2 Applications des dispositifs acousto-optique

Les éléments acousto-optiques ont tout d'abord été utilisés pour la modulation des ondes lumineuses. En effet, l'intensité de la lumière diffractée est proportionnelle à l'intensité de l'onde acoustique. Donc, en modulant l'onde acoustique à l'aide d'une variation du signal électrique commandant le piézo-électrique, il est possible de faire varier l'intensité du signal optique en sortie du modulateur. Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, les premiers lasers émettant en régime de modes déclenchés ont été réalisés à l'aide de modulateurs acousto-optiques.

Une autre propriété de l'effet acousto-optique, utilisée pour la réalisation de composant optique, est la dépendance de l'angle de diffraction avec la fréquence du signal acoustique. Cette caractéristique permet la réalisation de déflecteurs de faisceau laser que l'on trouve par exemple lors de spectacles visuels. Cette propriété est aussi employée dans le domaine des télécommunications optiques, pour le développement de routeurs optiques, qui dirigent spatialement l'information transportée suivant différents canaux optiques. Les routeurs acousto-optique sont des dispositifs simples et très utiles pour la distribution de l'information vers les usagers.

Enfin, la condition de Bragg a permis le développement de filtres accordables acousto-optiques. En effet, selon (1.9) l'angle de Bragg dépend de la longueur d'onde lumineuse et du pas du réseau acousto-optique. Si θ_i est fixé, il est possible d'obtenir une sélection en longueur d'onde en faisant varier le pas du réseau acoustique ($\lambda = 2\Lambda \sin \theta_i$). On obtient alors un filtre dont on peut faire varier la longueur d'onde centrale. Les applications de ce type de filtre sont nombreuses et variées. On citera le domaine des télécommunications optiques pour lequel ce type de filtre permet de rendre les réseaux reconfigurables ou encore le domaine des lasers où ce filtre est l'élément de base de sources accordables.

I.3 Cavité laser utilisant les propriétés d'amplitude

Comme nous l'avons énoncé dans le paragraphe précédent, les dispositifs acousto-optiques sont couramment utilisés dans les cavités lasers. On recense principalement deux applications : la réalisation de sources accordables et la mise en œuvre de lasers impulsionnels émettant en régime de modes déclenchés actif². Les lasers accordables utilisent la caractéristique de sélectivité en longueur d'onde par variation de la fréquence acoustique. En ce qui concerne les sources lasers impulsionnelles, c'est la propriété de diffraction qui est utilisée. Dans ce paragraphe, nous allons présenter le fonctionnement général de ces modulateurs acousto-optiques pour ces deux systèmes lasers. Il est à noter que d'autres technologies sont disponibles pour réaliser des sources accordables ou impulsionnelles. Nous allons dans les paragraphes suivants mettre en avant les avantages d'une technologie s'appuyant sur des composants acousto-optiques.

I.3.1 Les lasers accordables

Une source accordable est un laser dont on peut sélectionner la longueur d'onde d'émission dans une plage spectrale donnée. Les applications de ces sources sont nombreuses comme par exemple la spectroscopie et la caractérisation de composants optiques tels que des filtres. Ainsi, à l'aide de sources accordables, on peut aisément obtenir la réponse spectrale d'un dispositif en mesurant simplement la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde.

Afin d'obtenir une émission laser ayant une fréquence accordable, plusieurs technologies ont été développées. La technique la plus courante, car utilisée dans des systèmes commerciaux^[2], est l'emploi d'un réseau de diffraction placé sur un étage de rotation. En permettant au réseau d'effectuer une rotation, il est alors possible de sélectionner la longueur d'onde suivant les lois de diffraction d'un réseau optique. La théorie de la diffraction prévoit que l'angle du (des) faisceau(x) diffracté(s) (en sortie du réseau) est relié à l'angle d'incidence ainsi qu'à la longueur d'onde du champ optique. Cependant, cette technologie souffre d'un manque de précision et de reproductibilité, car elle utilise

² Le régime de modes déclenchés est la traduction française du régime Q-Switched

un élément mécanique : l'étage de rotation. Une alternative intéressante est l'utilisation d'éléments acousto-optiques et notamment de filtres accordables acousto-optiques. L'angle de Bragg étant fixé, la variation du pas du réseau par l'intermédiaire de la fréquence de l'onde acoustique permet d'obtenir une accordabilité sur une plage de longueur d'onde conséquente. On peut formaliser ce principe en réécrivant l'équation (1.9)

$$\lambda = 2 \frac{V_s}{f_s} \sin \theta_B. \quad (1.11)$$

L'accordabilité a été démontrée à l'aide de plusieurs technologies lasers. Le premier laser de ce type a été réalisé en utilisant un laser à colorant en 1971 par Taylor^[3], qui utilisait un filtre accordable développé en 1969 par Harris^[4]. La plage d'accordabilité était de 78 nm pour une variation de la fréquence acoustique comprise entre 58.2 et 45 MHz. De nos jours, les principales technologies utilisées pour la réalisation de sources accordables aux longueurs d'onde de l'industrie des télécommunications optiques sont celles du semi-conducteur et des fibres dopées aux terres rares.

Un exemple de réalisation d'une source accordable utilisant des lasers à semi-conducteurs et un modulateur acousto-optique est présenté à la figure 1.5. La cavité, proposée par Coquin et al^[5], est composée d'un laser à semi-conducteurs dont l'une des facettes est recouverte d'un traitement anti-reflet. La nature accordable du laser est obtenue à l'aide d'une cavité externe utilisant un filtre accordable acousto-optique.

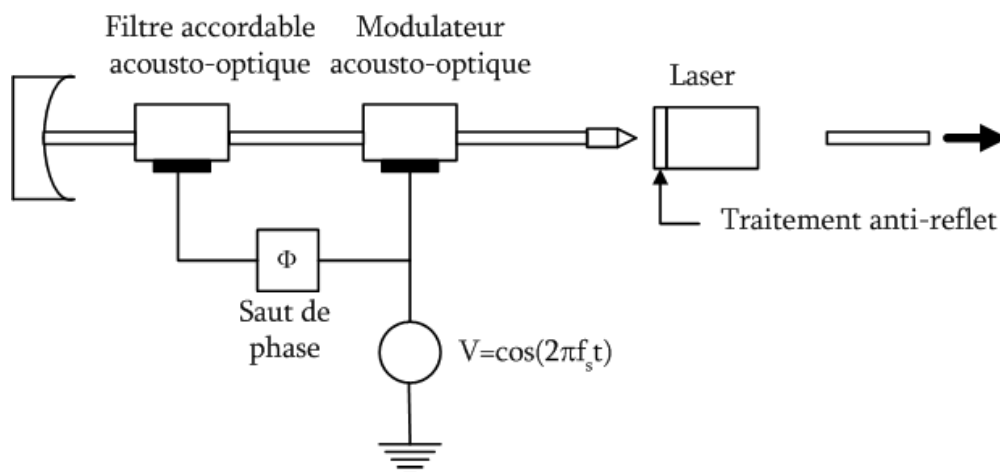


Figure 1.5 : Schéma expérimental de la cavité proposée par Coquin et al^[5].

On notera la présence d'un second élément acousto-optique dont le rôle, comme nous le verrons au chapitre V, est d'annuler le décalage en fréquence induit par le filtre accordable et de permettre l'établissement d'une condition de résonance dans la cavité. Pour se faire, ce second modulateur introduit un décalage en fréquence de valeur opposée à celui créé par le filtre accordable. La cavité est enfin fermée par un miroir externe. Les auteurs ont ainsi pu obtenir une accordabilité entre 846.5 et 866.5 nm sur une plage de 20 nm.

Ce dispositif a aussi été utilisé avec la technologie des lasers à fibre, notamment avec un milieu de gain constitué de silice dopée à l'erbium erbium^{[6]-[8]}. Comme nous le verrons dans la suite de ce document, l'erbium est le dopant idéal pour la réalisation de sources laser à fibre optique dans les télécommunications optiques.

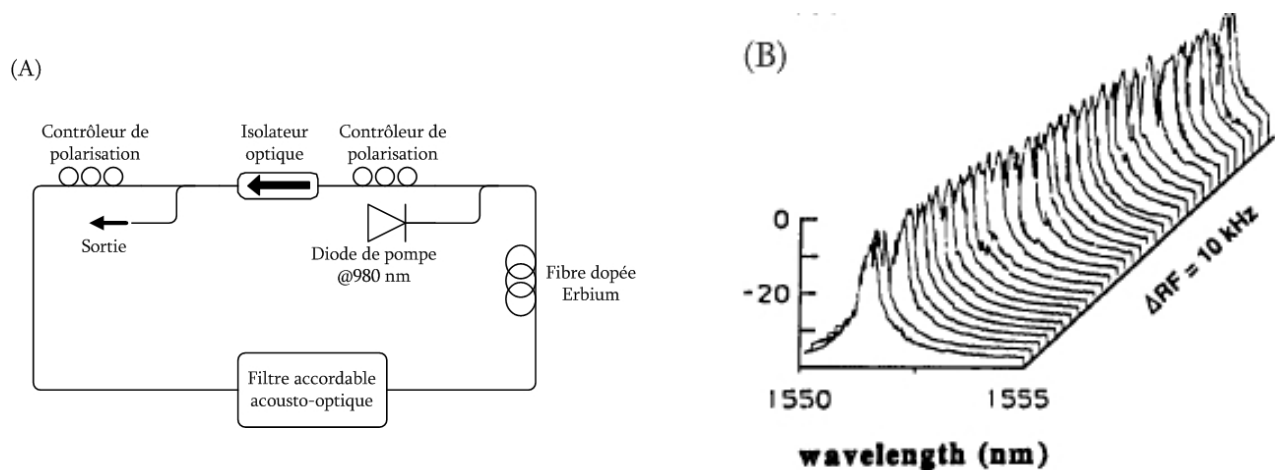


Figure 1.6 : Schéma expérimental de la cavité proposée par Smith et al^[8].
(A) Dispositif expérimental, (B) Résultats expérimentaux.

En 1991, Smith et al^[8] ont inséré un filtre acousto-optique dans la cavité d'un laser à fibre optique dopée à l'erbium. La cavité était une configuration en anneau de 15 mètres de long et était pompée à l'aide d'un laser titane saphir (puissance 300 mW) de longueur d'onde égale à 980 nm. Le filtre acousto-optique avait une largeur à mi-hauteur de 1.5 nm, la fréquence du signal de commande variait entre 170.9 et 172.1 MHz. Le facteur d'accordabilité était de 8.8 nm/MHz. À l'aide de ce dispositif, les auteurs ont démontré une accordabilité sur plus de 40 nm. La longueur des cavités des lasers à fibre induit le plus souvent un spectre d'émission multimode, très sensible aux perturbations provenant de

l'environnement extérieur. Pour la configuration proposée à la figure 1.6, le laser demeure monomode et possède une largeur de raie égale à 10kHz.

Nous terminons la description des lasers accordables utilisant des filtres acousto-optiques par la présentation d'une configuration utilisant les semi-conducteurs comme milieu de gain. Leurs performances sont satisfaisantes, cependant il s'agit souvent de cavités en espace libre donc assujetties aux perturbations extérieures. Pour palier à ces problèmes de stabilité et pour miniaturiser au maximum ces sources, Takabayashi et al^[9] ont utilisé un amplificateur optique à semi-conducteurs placé en cascade avec un filtre accordable acousto-optique, le tout intégré dans un guide. La structure proposée dans la référence [9] est la suivante :

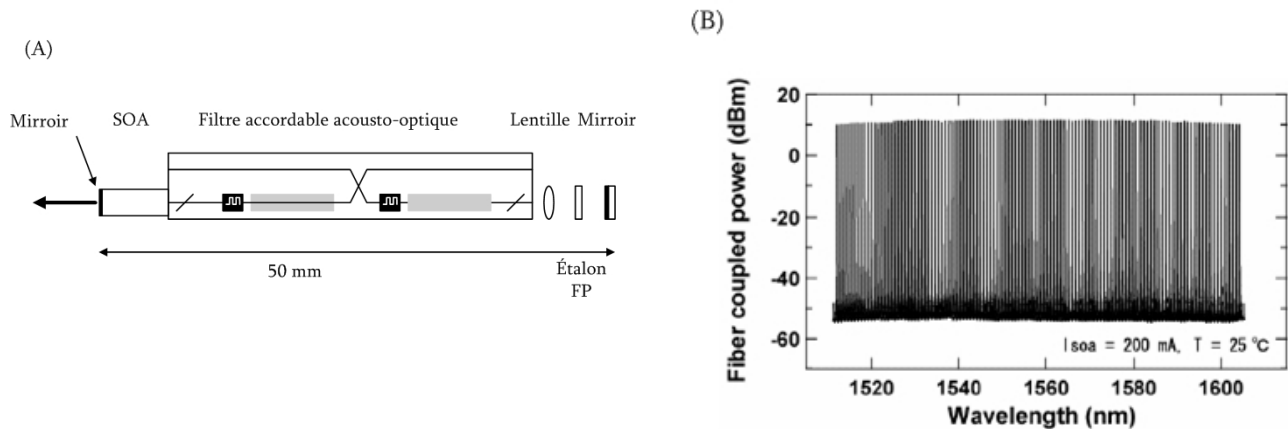


Figure 1.7 : Schéma expérimental de la cavité proposée par Takabayashi et al^[9].

(A) Dispositif expérimental. (B) Résultats expérimentaux.

La cavité est composée d'un amplificateur optique à semi-conducteur (AOS) ayant un gain maximum à la longueur d'onde de 1550 nm. La bande d'accordabilité du filtre acousto-optique s'étend de 1510 à 1610 nm. La longueur de la cavité est égale à 50 mm donnant un ISL de 2 GHz. Un micro-étalon Fabry-Perot de finesse suffisante pour assurer le caractère monomodal de la source est intégré au dispositif. À l'aide de cette cavité, il est possible d'obtenir une accordabilité sur plus de 90 nm entre 1512 et 1604 nm. La puissance de la source était de 10 dBm avec un rapport signal à bruit de 55 dB pour tous les canaux.

I.3.2 Lasers émettant en régime de modes déclenchés.

Bien que les filtres acousto-optiques offrent plusieurs avantages dans la réalisation de sources laser accordables, il n'existe pas   notre connaissance de source commerciale utilisant cette technique. Cependant, les dispositifs acousto-optiques sont les éléments de base dans la réalisation des sources lasers émettant en régimes de modes déclenchés. Puisque le régime de modes déclenchés est basé sur la modulation des pertes de la cavité, le modulateur acousto-optique s'est imposé comme une solution performante pour effectuer cette modulation. Les principaux avantages des dispositifs acousto-optiques résident dans leurs temps de commutation rapides et un contrôle électronique du taux de répétition. Une description détaillée de ce régime sera faite au chapitre IV, cependant, il nous paraît essentiel ici d'énoncer de brefs rappels concernant ce régime.

Durant une période Δt , les pertes de la cavité sont suffisamment importantes pour qu'aucun signal laser ne puisse se développer au sein de la cavité. L'absence de signal dans la cavité permet une augmentation conséquente du gain. Puis à un instant t , les pertes sont amenées à un niveau inférieur à celui du régime stationnaire. Une impulsion de très forte amplitude se construit alors jusqu'à ce que le milieu ne puisse plus fournir l'inversion de population nécessaire pour entretenir ce niveau de signal. Une manière simple de schématiser ce régime est d'imaginer que le laser est périodiquement allumé et éteint, l'interrupteur couramment utilisé est un modulateur acousto-optique.

Il existe deux manières d'utiliser les modulateurs acousto-optiques pour obtenir un régime d'émission en modes déclenchés (figure 1.8). La première, nommée routage de l'ordre zéro (*zero order switching*), est décrite à la figure 1.8 (A). Les pertes de la cavité sont minimales lorsque que le modulateur acousto-optique est éteint. Dans ce cas, le signal laser n'est pas diffracté par l'élément acousto-optique et donc l'ordre zéro (transmission directe) est recoupl  dans la cavité par l'intermédiaire du miroir de sortie. Pour augmenter de manière significative les pertes dans la cavité, il suffit alors d'allumer le modulateur. Le signal est alors diffracté dans l'ordre un et ne peut donc plus être réfléchi par le miroir de sortie. Cependant, l'efficacité de diffraction n'est pas de 100 %, une partie du signal laser peut être recoupl e dans la cavité, ce qui nuit aux performances du laser. Pour résoudre

ce problème, il est possible d'utiliser la configuration décrite à la figure 1.8 (B), appelée routage de l'ordre un (*first order switching*).

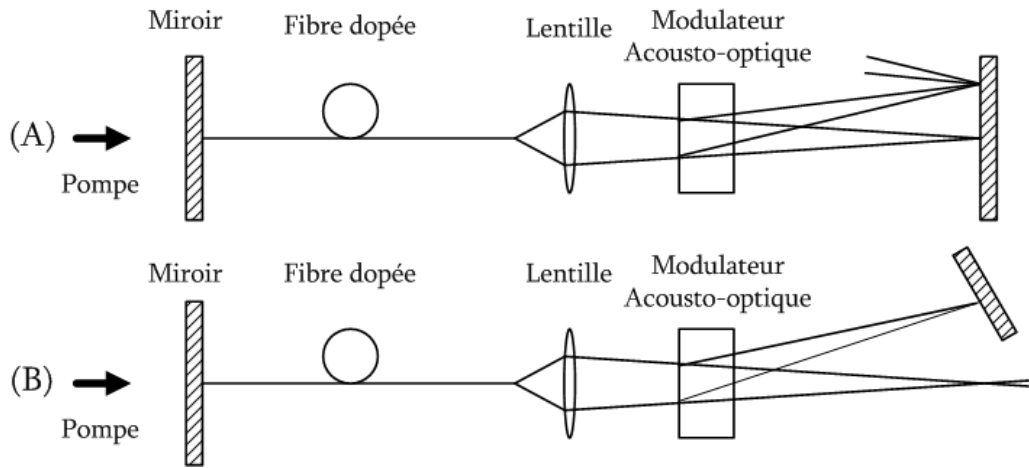


Figure 1.8 : Configurations des cavités laser émettant en régime de modes déclenchés.

Dans ce cas, lorsque l'on veut élever les pertes dans la cavité, on éteint le modulateur rendant la contre-réaction impossible. Lorsqu'on allume le modulateur, le signal est diffracté dans l'ordre un où vient se positionner un miroir afin qu'il soit réfléchi dans la cavité. S'il reste de l'énergie résiduelle dans l'ordre zéro, celle-ci sort de la cavité sans y être recoupl e ce qui ne nuit pas aux performances du laser.

Des sources émettant en régime de modes déclenchés ont été réalisées en utilisant de nombreuses technologies laser, comme les milieux de gain à état solide, les semi-conducteurs, les colorants ou les fibres optiques dopées aux terres rares. Toutes ces solutions utilisent des éléments acousto-optiques pour la modulation des pertes. Le travail de recherche est très souvent focalisé sur l'amélioration de la durée et de la puissance crête des impulsions lumineuses plutôt que sur la conception d'un nouveau dispositif de modulation des pertes. Nous présentons à titre d'exemple une solution utilisant une fibre optique dopée à l'erbium comme milieu de gain^[10]. Le schéma expérimental de cette cavité est présenté à la figure 1.9. Les auteurs ont utilisé une cavité linéaire, composée d'un miroir dichro ique pour coupler la puissance de pompe et extraire de la cavité une partie du signal. Un miroir de haute réflectivité est utilisé pour fermer la cavité. Le milieu de gain est une fibre optique dopée à l'erbium avec un cœur large (*Large mode area fiber LMA*).

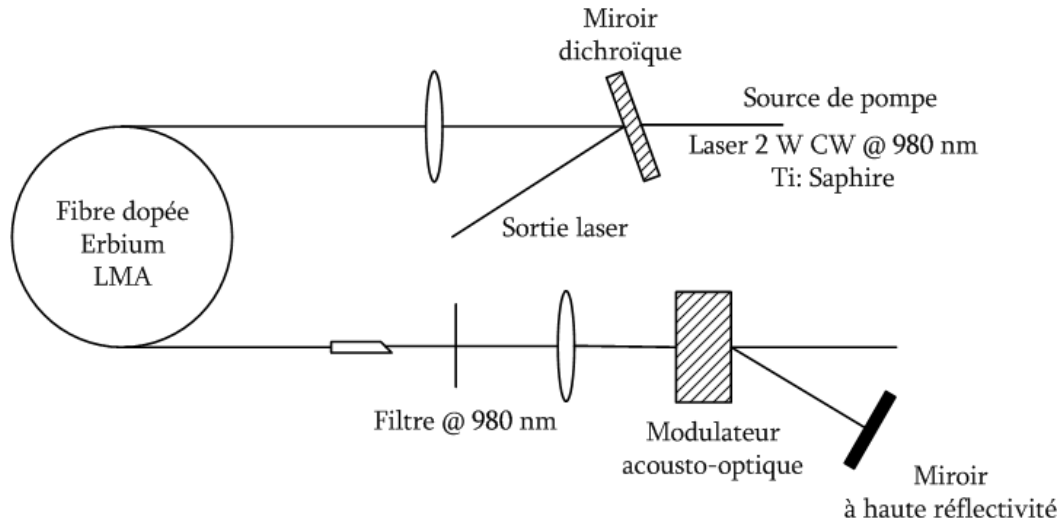


Figure 1.9 : Laser émettant en régime de modes déclenchés utilisant une fibre dopée erbium comme milieu de gain^[10].

Cette conception particulière de fibre permet en fait de limiter l'impact des effets non linéaires car les seuils de non-linéarité sont dépendants de l'intensité non linéaire (généralement de façon quadratique ou cubique) et donc de la surface éclairée. Le modulateur acousto-optique est utilisé dans une configuration de routage de l'ordre 1. La fréquence du signal de modulation utilisée avec le dispositif acousto-optique permet de fixer le taux de répétition du train d'impulsions généré par cette source. En utilisant cette configuration, les auteurs ont pu générer des impulsions dont le taux de répétition atteignait plusieurs centaines de hertz avec une largeur à mi-hauteur de plusieurs dizaines de nanosecondes. La puissance crête de ces impulsions était d'environ 7 kW. La qualité du faisceau généré par ce laser était relativement satisfaisante, car le facteur M^2 était compris entre 1.1 et 1.2.

I.4 Cavity laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté les configurations de lasers utilisant des dispositifs acousto-optiques basés sur la propriété d'amplitude de l'effet acousto-optique, créée par la diffraction. Nous exposons à présent les dispositifs utilisant la propriété de phase de l'effet acousto-optique, à savoir le décalage en fréquence. Si nous prenons quelques instants pour y penser, il peut paraître aberrant d'utiliser la propriété de décalage en fréquence des modulateurs acousto-optiques

pour la réalisation de cavités lasers. En effet, le principe de base de tout laser est la condition de résonance. Autrement dit, une onde lumineuse doit revenir en phase après un aller-retour à l'intérieur de la cavité laser. Cette condition peut se traduire de la manière suivante : la phase d'une onde lumineuse à l'intérieur d'une cavité laser doit être un multiple de 2π . Le fait d'introduire dans la cavité un élément qui décale la fréquence de l'onde lumineuse et donc qui perturbe la phase, peut empêcher l'établissement de la condition de résonance et ainsi d'assurer le bon fonctionnement du laser. Comme nous allons le voir dans ce paragraphe ainsi que tout le long de ce document, il n'en est rien. Malgré la présence du décaleur de fréquence dans la cavité, ces lasers fonctionnent correctement. Cependant, la physique de ces sources est totalement différente de celle des cavités classiques. Nous verrons que l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser offre des perspectives très avantageuses pour la réalisation de sources émettant dans un régime de modes bloqués passifs ainsi que pour la réalisation de lasers multi-longueur d'onde utilisant l'erbium comme milieu de gain.

I.4.1 Lasers émettant en régime de modes bloqués passif

Le régime de modes bloqués peut être divisé en deux grandes familles selon la technologie utilisée pour l'obtenir. La première est le régime de modes bloqués obtenu de façon active. Dans ce cas, on utilise un modulateur dont la fréquence correspond à la fréquence de la cavité ou à un de ses multiples entiers. Les premières démonstrations de lasers émettant en régime de modes bloqués actifs ont été réalisées en utilisant des cavités Hélium-N on et des modulateurs acousto-optiques^{[12]-[13]}. Cependant, comme nous le verrons au cours du chapitre VI, la technologie des modulateurs acousto-optiques a été abandonnée au profit des modulateurs électro-optiques, afin d'obtenir des trains d'impulsions ayant des taux de répétitions de l'ordre du gigahertz. La seconde famille est le régime de modes bloqués obtenu de façon passive. Ce régime est obtenu soit grâce aux effets non-linéaires tel que l'auto modulation de phase (SPM) ou *l'additive pulse modelocking (APM)*, soit grâce à des éléments tel que les absorbants saturables. La différence entre ces deux familles porte sur l'obtention du taux de répétition du train d'impulsion. Dans le cas actif, ce taux est fixé par la fréquence de modulation. Dans le cas passif, aucun élément de la cavité n'est activement à l'origine du taux de

répétition du train d'impulsions. L'utilisation d'un décaleur de fréquence est une solution parmi d'autres pour obtenir ce régime d'émission.

On retrouve dans la littérature plusieurs démonstrations expérimentales de lasers opérant en régime de modes bloqués passif à l'aide d'un décaleur de fréquence introduit dans la cavit ^{[14]-[17]} pour différents milieux de gain. Les premières démonstrations ont été réalisées en utilisant des lasers à colorant^[16]. Kowalsky et al ont obtenu des impulsions de quelques picosecondes de large en utilisant ce type de cavité. Avec l'amélioration de la technologie des fibres optiques, plusieurs dispositifs ont été réalisés en utilisant des fibres optiques dopées aux terres rares comme milieu de gain^{[14]-[15],[17]}. Sousa et al^[14] ont étudié le régime de modes bloqués passifs avec un milieu de gain erbium (figure 1.10). Le modulateur acousto-optique utilisé dans cette cavité laser, est un décaleur de fréquence.   chaque passage dans la cavité, la fréquence du signal optique est décalée d'une valeur déterminée. Dans le cas précis de cette expérience, la valeur du décalage était de 100 MHz. Il est à noter qu'il n'est pas nécessaire que celle-ci soit un multiple entier de la fréquence de la cavité. Le milieu de gain est un amplificateur à fibre optique dopée erbium (EDFA) placé entre deux isolateurs optiques pour initier une propagation unidirectionnelle de l'onde optique. La longueur totale de la cavité était de 22 mètres avec une dispersion totale de 16.5 (ps/nm)/km.

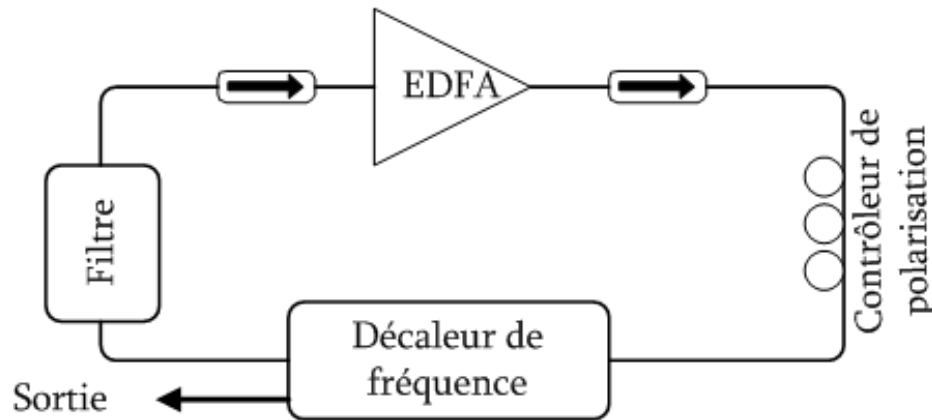


Figure 1.10 : Schéma expérimental utilisé par Sousa et al^[14].

Dans une configuration n'utilisant pas de filtre optique, les auteurs ont pu obtenir des impulsions de largeur à mi-hauteur de 2 ps (figure 1.11). Le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ était, quant à lui, égal à 0.32, ce qui indique que les impulsions étaient faiblement *chirpées*. La puissance totale de sortie de cette source était de 40 mW.

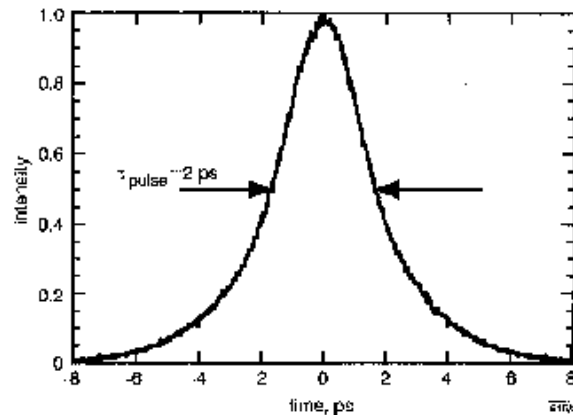


Figure 1.11 : Impulsion obtenue pas Sousa et al avec une cavité laser sans filtre optique^[14].

Porta et al [14] ont réalisé la démonstration d'une source impulsionnelle en utilisant l'ytterbium comme milieu de gain. Avec un décalage en fréquence de 80 MHz, ils ont obtenu des impulsions de 5 ps de largeur avec un produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ égal à 0.35. La particularité de cette démonstration vient de l'ajout dans la cavité d'un réseau de diffraction qui permet de rendre ce laser accordable. Les auteurs ont démontré une accordabilité de 54 nm entre 1010 et 1064 nm.

Sabert et al^[18] ont étudié la théorie de ce régime. Ils attribuent la formation des impulsions à l'intérieur de la cavité aux effets Kerr. Le concept théorique avancé par Sabert peut se résumer par la figure 1.12. Dans une structure de laser classique, c'est à dire sans décaleur de fréquence, l'émission laser s'établit sur le mode de cavité le plus proche de la fréquence centrale du milieu de gain, ν_c . En fait, le point d'opération du laser se situe à la fréquence correspondant au gain le plus important. En introduisant un décaleur de fréquence dans une cavité laser, on assiste à un transport de l'énergie de ce point central vers un des cotés de la courbe de gain. Tel que représenté sur la figure 1.12 (1), l'émission laser s'établit dans la pente de la courbe de gain net.   ce point, le gain fournit par la fibre dopée est égale aux pertes de la cavité ce qui correspond à un gain net de 1. Ce point de fonctionnement correspond en fait à un point d'équilibre. Sabert a démontré que l'effet du décalage en fréquence peut être vu comme un processus d'auto-injection. En effet, le modulateur acousto-optique injecte de l'énergie vers la région des plus longues longueurs d'onde où le gain est inférieur à 1 (figure 1.12 (2)).

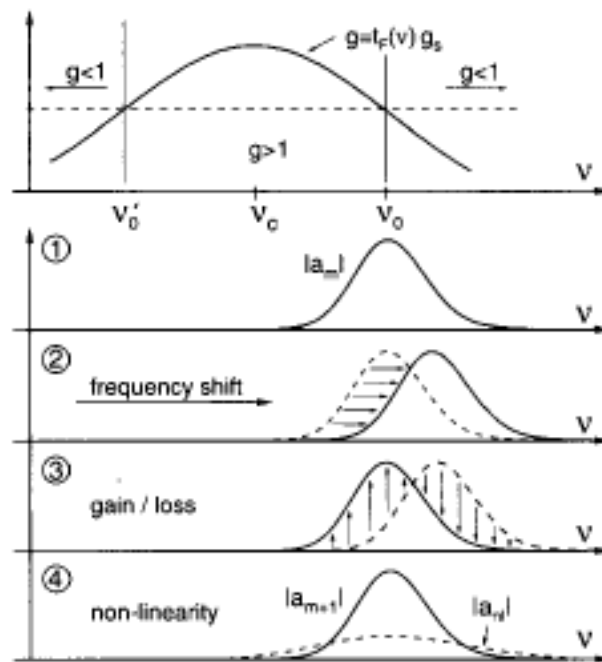


Figure 1.12 : Evolution du spectre dans une cavité utilisant un décaleur acousto-optique^[18].

Cette énergie est donc perdue car elle ne peut pas être amplifiée par le milieu de gain. Cependant une partie de l'émission spontanée amplifiée (ESA), provenant ici des fréquences inférieures, est elle aussi injectée à l'intérieur du spectre et peut donc être amplifiée par le milieu de gain. De plus le gain décale le spectre dans le sens inverse du décalage en fréquence car la valeur du gain net est plus importante dans la région des plus courtes longueur d'onde du spectre (figure 1.12 (3)). Le point de fonctionnement de ce laser est donc un point d'équilibre entre les pertes dues au décalage du spectre vers les plus longues longueurs d'onde et l'injection de l'ESA dans le centre du spectre.

Sabert a aussi identifié que ce processus d'injection permettait d'expliquer certains régimes d'émission de ces lasers. En effet, si ce signal d'injection a une amplitude et une phase aléatoires, car provenant exclusivement de l'ESA du milieu, le laser émettra dans un régime continu (CW). Lorsque ce signal a une amplitude et une phase en relation avec l'émission laser, le régime d'émission devient impulsionnel. Selon cet auteur, en présence d'une intensité importante à l'intérieur de la cavité, cette relation de phase apparaît par l'intermédiaire des effets non-linéaires. En effet, l'effet Kerr génère l'auto modulation de phase faisant ainsi apparaître de nouvelles composantes spectrales. L'énergie se trouve alors redistribuée du centre de l'impulsion vers les ailes et spécialement dans la direction

opposée au décalage en fréquence. Ces nouvelles fréquences ont une relation de phase avec le spectre initial. Lorsque l'intensité de ces nouvelles composantes spectrales devient relativement importante, elles deviennent prépondérantes sur l'ESA dans le processus d'injection et donc après plusieurs aller-retour dans la cavité, on assiste à la formation d'une impulsion.

I.4.2 Laser multi-longueurs d'onde émettant en régime continu

Une application récente du décaleur de fréquence acousto-optique dans les cavités lasers est la réalisation de sources multi-longueurs d'onde stables à température ambiante avec un milieu de gain erbium. Au regard de l'augmentation du flux d'information dans les systèmes de communication optique, les sources multi-longueurs d'onde émettant en régime continu (CW) ou impulsionnel ont fait l'objet de nombreuses études. L'objectif de celles-ci était de proposer une source unique capable de fournir tous les canaux nécessaires au bon fonctionnement du système. Cette source permettrait de réduire de façon drastique le coût des systèmes de communication optique tel que les systèmes à accès multiples par répartition de code (CDMA) ou les systèmes à multiplexage en longueur d'onde (WDM) ayant des taux de transmission supérieurs à 40 GHz.

Les milieux de gain couramment utilisés dans le domaine des télécommunications optique sont l'erbium et les semi-conducteurs. C'est le cas notamment des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium (EDFA) qui permettent la régénération du signal lors d'une propagation de plusieurs dizaines de kilomètres de lien fibré. Le principal avantage de cet ion de terre rare est de posséder une bande spectrale d'émission qui correspond à la région spectrale où la fibre optique en silice admet des pertes minimums. Plusieurs études ont donc été menées afin de réaliser des sources lasers multi-longueur d'onde utilisant l'erbium comme milieu de gain. Toutefois, à température ambiante l'erbium est un milieu à élargissement homogène, c'est à dire qu'une seule longueur d'onde peut exister dans une bande de 10 nm : la bande d'homogénéité de l'erbium^[19]. Pour obtenir des sources lasers multi-longueur d'onde utilisant l'erbium comme milieu de gain, il faut donc développer des techniques afin de contourner cette réalité physique. Une de ces méthodes consiste à utiliser un décaleur de fréquence afin de favoriser le régime multi-longueurs d'onde. Cette technologie est le cœur de ces travaux de doctorat.

a) Description succincte du fonctionnement de ces lasers

Une description complète de la physique de ces lasers sera faite au chapitre V. Nous allons cependant préciser quelques particularités de ces cavités afin de faciliter la compréhension de ces systèmes lasers. En premier lieu, il est nécessaire d'étudier les différentes échelles de fréquence utilisées dans ce laser (tableau 1.1). Le décalage en fréquence couramment utilisé dans ces cavités peut être positif ou négatif, avec une valeur allant de 80 à 100 MHz. Étant donné que les cavités fibrées sont relativement longues, l'intervalle spectral libre (ISL) est faible, souvent de l'ordre de la dizaine de mégahertz. Compte tenu de la valeur de cet ISL, il est très rare que le décalage en fréquence soit résonnant avec l'ISL de la cavité. Autrement dit, lorsque la structure modale du laser est translaté en fréquence par le décaleur, l'énergie n'est pas injectée dans un mode voisin mais se retrouve souvent entre deux modes consécutifs (figure 1.13).

Tableau 1.1 : Échelles de fréquence utilisées dans les lasers utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction.

	Valeurs typiques	Valeurs utilisées
Décalage en fréquence	-80 à -100 MHz ou 80 à 100 MHz	80 MHz
FSR de la cavité	1 à 10 MHz	3.12 MHz
Écart entre les bandes	50 à 400 GHz	Plusieurs dizaines de GHz

Pour obtenir une émission multi-longueur d'onde, la cavité doit comporter un dispositif permettant la sélection de plusieurs bandes. Pour ce faire les filtres périodiques tel que les filtre Fabry-Perot ou une succession de réseau de Bragg sont couramment utilisés. Selon les configurations, l'écart entre les bandes de longueurs d'onde peut varier de 50 à plusieurs centaines de gigahertz.

La figure 1.13 schématise le principe de fonctionnement d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre réaction. La séparation entre les bandes, présentées à la figure 1.13, est de 2 nm. En théorie, l'erbium étant un milieu à élargissement homogène, deux longueurs d'onde ne peuvent pas être entretenues dans le milieu à l'intérieur d'une bande spectrale appelée bande d'homogénéité. Il est à noter que l'ordre de grandeur de cette bande pour l'erbium est de 10 nm.

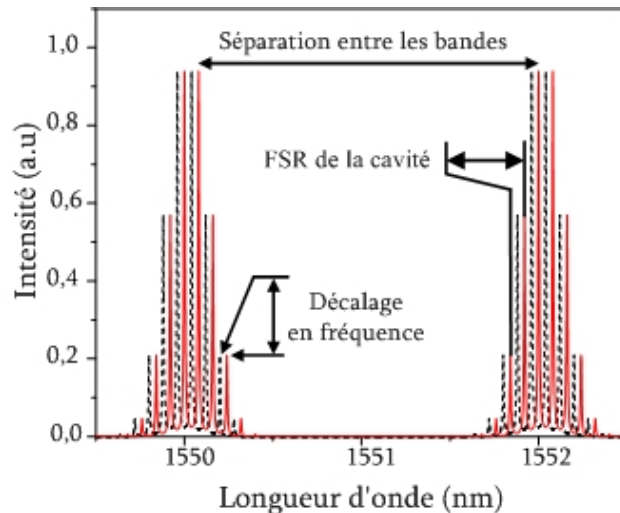


Figure 1.13 : Principe de fonctionnement des cavités lasers multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction.

La courbe en pointillés de la figure 1.13 représente le spectre avant le passage dans le décaleur de fréquence. La courbe rouge représente quant à elle le même spectre à la sortie du décaleur. Cette figure permet de visualiser plusieurs concepts fondamentaux de ces lasers. Tout d'abord, nous remarquons que le décalage en fréquence est beaucoup plus faible que l'intervalle spectral séparant deux bandes successives. Ceci empêche tout phénomène de couplage ou d'injection entre bandes provenant du processus de décalage en fréquence. De plus, comme nous l'avons mentionné plus haut, du fait des valeurs de l'ISL et de la translation en fréquence, il est peu probable que l'énergie subissant le décalage en fréquence soit réinjectée dans l'un des modes voisins. Comme le montre la figure 1.13, le spectre après décalage se retrouve intercalé entre les modes de l'ancienne structure modale (avant décalage). Ceci sera un des points abordés au cours du chapitre V. Enfin, nous pouvons pressentir, que pour que ce laser fonctionne correctement il est nécessaire qu'il soit fortement multimodes. En effet, si la conception de la cavité assurait le caractère monomode de cette source, l'effet laser ne serait pas optimal. Il serait envisageable que lors du décalage du spectre, l'énergie se retrouve hors de la bande de gain et ne puisse pas être amplifiée. Dans ce cas, l'émission laser serait perdue.

b) Travaux antérieurs

L'utilisation d'un élément acousto-optique dans une cavité laser classique utilisant de l'erbium comme milieu de gain semble être une solution d'intérêt permettant d'obtenir un grand nombre de

longueurs d'onde émettant en régime laser à température ambiante. Le décalage de la fréquence du signal à chaque passage dans la cavité empêche un régime mono-longueurs d'onde de s'établir et favorise ainsi la mise en place du régime multi-longueurs d'onde. En fait, le décalage évite qu'une longueur d'onde ne bénéficie de toute l'inversion du milieu. Compte tenu du fait qu'une longueur d'onde ne peut pas saturer le milieu, il reste de l'inversion de population disponible pour permettre à d'autres longueurs d'ondes de s'établir dans la cavité laser.

Sasmori^[20] fut le premier à proposer cette solution en 1997. Malheureusement, la conclusion de son étude sous-entendait que la source ainsi obtenue n'était pas une source laser mais une source d'émission spontanée (ESA). Il faut alors attendre 2000 et les travaux de Bellemare et al^[21], pour voir apparaître la première démonstration d'une source multi-longueurs d'onde stable à température ambiante utilisant l'erbium comme milieu de gain et un décaleur de fréquence acousto-optique. Le schéma expérimental d'une telle source est présenté à la figure 1.14. Celui-ci se compose de deux amplificateurs à fibre optique dopée erbium (EDFA). Cette configuration laser nécessite l'emploi de deux EDFAs car les pertes sont relativement importantes, notamment en ce qui concerne les pertes du filtre et du décaleur. La sélection en longueur d'onde est réalisée à l'aide d'un filtre optique périodique. Les auteurs ont testé deux configurations de filtres. La première configuration utilise un étalon Fabry-Pérot, d'intervalle spectral libre (ISL) de 100 GHz et de finesse 6. Ce filtre Fabry-Perot est casc d  avec un filtre passe-bande réalisé à l'aide d'un réseau de Bragg à pas variable. La bande passante de la cascade des deux filtres s'étend de 1525 à 1565 nm.

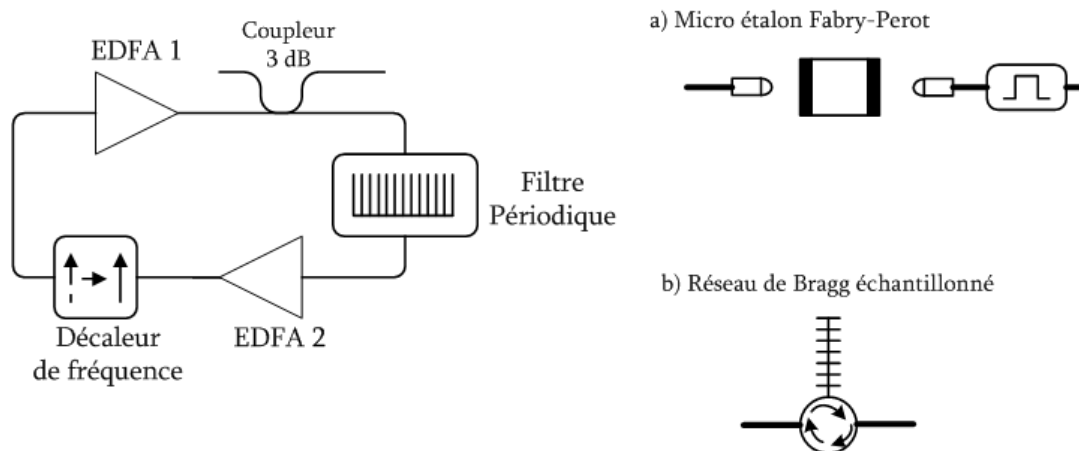


Figure 1.14 : Schéma expérimental d'un laser multi-longueur d'onde CW utilisant un décaleur de fr quence^[21].

Le second filtre qui a   t  utilisé au cours de ces expériences est un réseau de Bragg échantillonné permettant la sélection de 15 bandes de longueur d'onde comprise entre 1550.15 et 1561.45 nm.

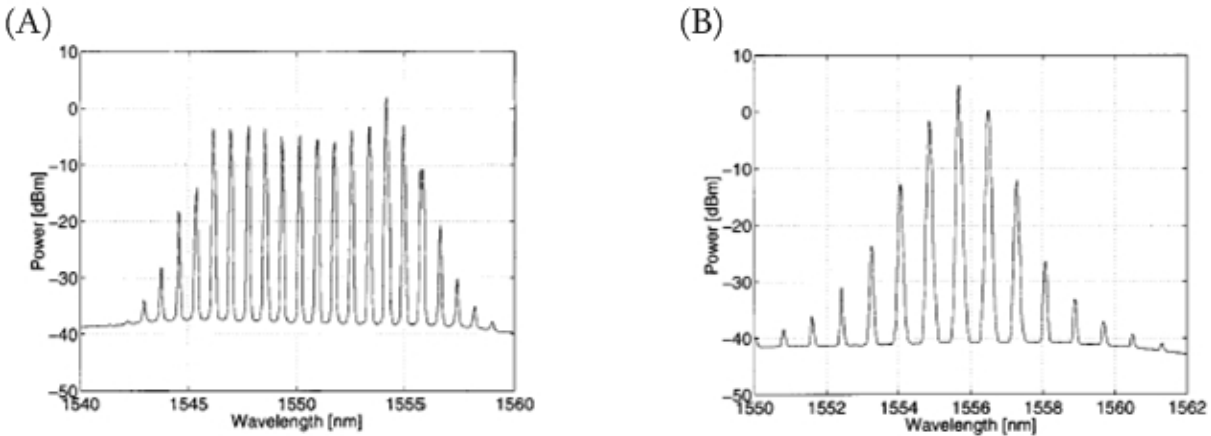


Figure 1.15 : Résultats expérimentaux.

(A) Résultats obtenus avec le micro étalon Fabry-Pérot, (B) Résultats obtenus avec le réseau de Bragg  chantillonn .

Enfin, on trouve un décaleur de fréquence acousto-optique induisant un décalage de 100 MHz. Les résultats expérimentaux sont présentés à la figure 1.15. En utilisant le filtre Fabry-Pérot, les auteurs ont pu obtenir 14 longueurs d'onde ayant une réjection par rapport au bruit d'au moins 20 dB. La puissance totale de la source était de 7.8 dBm avec une platitude d'environ 10 dB. Dans le cas du dispositif utilisant le réseau de Bragg échantillonné, le nombre de longueurs d'onde obtenu était seulement de 5 avec une réjection de 20 dB, la source délivrait alors une puissance totale de 6.8 dBm.

D'autres chercheurs ont alors proposé des améliorations de cette cavité. On trouve par exemple Kim^[22], qui en insérant dans la cavité un filtre aplatisseur de gain, a obtenu une source émettant sur 34 longueurs d'onde simultanément avec une platitude de 10 dB.   l'université Laval, Slavik et al^[23] ont réussi, en optimisant les pertes ainsi que différents paramètres de la cavité, à obtenir deux régions d'émission laser (1538-1548 nm et 1543-1559 nm) pour un total de 31 bandes spectrales ayant une platitude de 3 dB.

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir décrit l'effet acousto-optique, nous avons établi de façon succincte ces deux principales propriétés, à savoir la diffraction de Bragg contrôlée par une onde acoustique et le décalage en fréquence résultant de la propagation du réseau de diffraction.

L'utilisation d'éléments acousto-optiques dans les cavités lasers est relativement fréquente. Les modulateurs acousto-optiques sont des éléments essentiels pour la réalisation de sources lasers émettant dans un régime de modes déclenchés. Cette technologie est utilisée pour la réalisation de sources lasers de puissance. Le fait que la condition de Bragg dépende de la longueur d'onde du signal permet également de réaliser des filtres accordables acousto-optiques. Ces filtres sont le cœur des lasers accordables.

Enfin, nous avons vu que la propriété de décalage en fréquence de l'effet acousto-optique peut être très utile pour la réalisation de sources lasers. En effet, l'utilisation du décaleur de fréquence fait partie des techniques permettant d'obtenir un laser émettant en régime de modes bloqués passifs. Cela permet aussi de favoriser l'émission multi-longueurs d'onde d'un laser utilisant l'erbium comme milieu de gain. En théorie, l'erbium étant un milieu de gain à élargissement homogène, il est impossible d'obtenir une émission laser sur un nombre important de longueurs d'onde proches les unes des autres. Cependant, en décalant la fréquence du signal à chaque passage dans la cavité, la saturation du milieu de gain par une seule longueur d'onde n'est plus réalisée et l'émission multi-longueurs d'onde est alors possible.

Tout au long de ce manuscrit, nous allons nous intéresser à différents aspects des lasers utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction. Avant cela, il nous paraît important de faire une revue de la technologie ainsi que des principes théoriques fondamentaux des lasers à fibre. En effet, les propriétés qui vont être énoncées dans le chapitre suivant seront utiles aux discussions présentées dans cette thèse et seront rappelées fréquemment lors de l'analyse des résultats.

I.6 Bibilographie

- [1] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", *Wiley-interscience*, 1991.
- [2] http://www.nettest.com/Products/Products/Tunics,_Plus/Overview.aspx.
- [3] D. J. Taylor, S. E. Harris et S. T. K. Nieh, "Electronic tuning of a dye laser using the acousto-optic filter", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 19, pp. 269-271, 1971.
- [4] S. E. Harris, S. T. K. Nieh et D. K. Winslow, "Electronically tunable acousto-optique filter", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 15, pp. 325-326, 1969.
- [5] G. A. Coquin et K. W. Cheung, "Electronically tunable external-cavity semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 24, pp. 599-600, 1988.
- [6] P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet et B. Y. Kim, "Broad-spectrum, wavelength sweep erbium doped fiber laser at 1.55 μ m", *Optic. Lett.*, Vol. 15, pp. 879-881, 1990.
- [7] M. Y. Jeon, H. K. Lee, J. T. Ahn, D. S. Lim, D. I. Chang, K.H. Kim et S. B. Kang, "Wideband wavelength tunable modelocked fibre laser over 1557-1607 nm", *Electron. Lett.*, Vol. 36, pp. 300-301, 2000.
- [8] D. A. Smith, M. W. Maeda, J. J. Johnson, J. S. Patel, M. A. Saifi et A. Von Lehman, "Acoustically tuned erbium-doped fiber ring laser", *Optic. Lett.*, Vol. 16, pp. 387-389, 1991.
- [9] K. Takabayashi, K. Takada, N. Hashimoto, M. Doi, S. Tomabechi, T. Takeuchi, G. Nakagawa, H. Miyata, T. Nakazawa et K. Morito, "Widely (90 nm) wavelength tunable laser using a semiconductor optical amplifier and a acousto-optic tunable filter", *ECOC'03*, Th1, 2003.
- [10] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen et L. Dong, "High-energy single transverse mode Q-switched fiber laser based on a multimode large mode area erbium doped fiber ", *Optic. Lett.*, Vol. 23, pp. 1683-1685, 1998.
- [11] J.-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "Erbium-doped fiber laser simultaneously mode locked on more than 24 wavelength at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2002.
- [12] L. C. Foster, M. D. Ewy et C. B. Crumly, "Laser mode locking by an external dopper cell", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 6, pp. 6-8, 1965.
- [13] L. E. Hargove, R. L. Fork et M. A. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 5, pp. 4-5, 1964.

- [14] J. M. Sousa et O. G. Okhotnichov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted feedback fibre laser", *Optic. Comm.*, Vol. 183, pp. 227-241, 2000.
- [15] F. Fontana, L. Bossalini, P. Franco, M. Midrio, M. Romagnoli et S. Wabnitz, "Selft-starting sliding-frequency fibre soliton laser", *Electron. Lett.*, Vol. 30, pp. 321-322, 1994.
- [16] F. V. Kowalski, S. J. Shattil et P. D. Hale, "Optical pulse generation with a frequency shifter feedback laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, pp. 734-736, 1988.
- [17] J. Porta, A. B. Grudinin, Z. J. Chen, J. D. Minelly et N. J. Traynor, "Environmentally stable picoseconde ytterbium fiber laser with a broad tuning range", *Optic. Lett.*, Vol. 23, pp. 615-617, 1998.
- [18] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp.1360-1368, 1994.
- [19] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers, device and system developements", *Wiley-interscience*, 2002.
- [20] H. Sasamori, K. Isshiki, H. Watanabe, et K. Kasahara, "Multiwavelength erbium-doped ring light source with fiber grating filter", *Technical digest of optical amplifiers and their applications*, WC3, pp. 235, 1997.
- [21] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [22] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [23] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.

CHAPITRE

2



FONDAMENTAUX DES LASERS À FIBRE OPTIQUE DOPÉE AUX TERRES RARES

*Alexander Prokhorov (à gauche), Charles Townes (au centre) et
Nicholai Basov. Malgré les tensions internationales liées à la guerre
froide, ces chercheurs russe et américain ont reçu le prix Nobel de
physique en 1964 pour leurs travaux sur les lasers.*



II.1 Introduction

Les lasers à fibre optique constitués d'un milieu de gain à base de terres rares ont été étudiés dès les années 1960^{[1]-[3]}. Malgré le fort potentiel de ces sources, les premiers résultats étaient décevants en raison du coefficient de perte très élevé du milieu de gain. Au milieu des années 80, l'intérêt pour ce type de laser a été ravivé par les résultats de Poole^[4]. En effet, Poole et al. ont été les premiers à réaliser des fibres optiques dopées aux terres rares ayant des pertes relativement faibles. Cette avancée technologique alliée au développement de lasers de pompe semi-conducteur a permis d'entrevoir de nombreuses applications pour les lasers à fibre dans des domaines aussi variés que les systèmes de télécommunication optique, la métrologie, la médecine ou l'imagerie. La qualité du confinement du champ, due à l'utilisation de la technologie fibrée, alliée aux très bonnes qualités d'émission lumineuse des ions de terres rares permet d'obtenir des sources ayant des efficacités de conversion électronique-optique proche de 60%, des puissances de seuil relativement basses et des puissances de sortie qui, dans certaines configurations peuvent atteindre plusieurs dizaines de watts. Il faut aussi noter que les ions de terre rare disposent de nombreuses transitions radiatives, ce qui permet d'obtenir un large éventail de sources délivrant des longueurs d'onde allant de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge.

Une source laser est principalement composée de trois éléments^[1] : un milieu de gain, une cavité résonante et une source de bruit permettant d'initier le processus d'amplification. Dans le cas des lasers multi-longueurs d'onde, il faut aussi ajouter un dispositif permettant de sélectionner les différentes bandes spectrales : le filtre spectral. Dans ce chapitre, nous étudions chacun de ces éléments. Nous débutons par une description du milieu de gain, et dans le cadre de notre étude nous nous limiterons à l'analyse des particularités de l'ion erbium. L'étude des cavités résonantes constitue le second temps de notre propos. Cependant, nous restreindrons cette étude aux cavités fibrées que nous diviserons en deux familles : les cavités à ondes stationnaires et les cavités à ondes progressives. Nous poursuivrons notre analyse par la description des filtres spectraux et plus particulièrement des réseaux de Bragg. Après un rappel de la théorie des modes couplés qui permet le calcul de leur réponse spectrale, nous décrirons la méthode d'écriture utilisée au laboratoire. Enfin nous présenterons les configurations de filtres utilisées au cours de ces travaux de doctorat.

En conclusion de ce chapitre, nous réaliserons une étude détaillée du processus d'amplification relié à l'utilisation de l'ion erbium. Pour cela, nous utiliserons les paramètres des deux fibres dopées erbium que nous avons employées comme milieu de gain au cours des réalisations expérimentales. Cette étude nous permettra d'identifier les caractéristiques de notre milieu amplificateur en terme de coefficient gain, mais elle nous permettra aussi de comprendre le processus de génération de l'émission spontanée amplifiée (ESA), de déterminer les performances de la fibre dopée en fonction des différentes longueurs d'onde utilisée pour le pompage. Nous concluons cette étude en présentant les avantages d'une configuration d'amplificateur utilisant un double pompage.

II.2 Laser à fibre dopée : aspects technologiques

II.2.1 Dopage aux terres rares, ion erbium

Pour obtenir une fibre optique amplificatrice, c'est à dire permettant d'amplifier un signal d'entrée par un certain coefficient de gain, il faut ajouter un dopant lors de la fabrication de la préforme de la fibre de silice^[6]. On trouve principalement sept ions de terre rare utilisés comme dopant : le néodyme (Nd^{3+}), l'erbium (Er^{3+}), l'ytterbium (Yb^{3+}), le thulium (Tm^{3+}), l'holmium (Ho^{3+}), le samarium (Sm^{3+}) et le praséodyme (Pr^{3+}). Cette gamme de dopant permet aux lasers à fibre de couvrir un large éventail de longueurs d'onde d'émission, comme l'indique la figure 2.1.

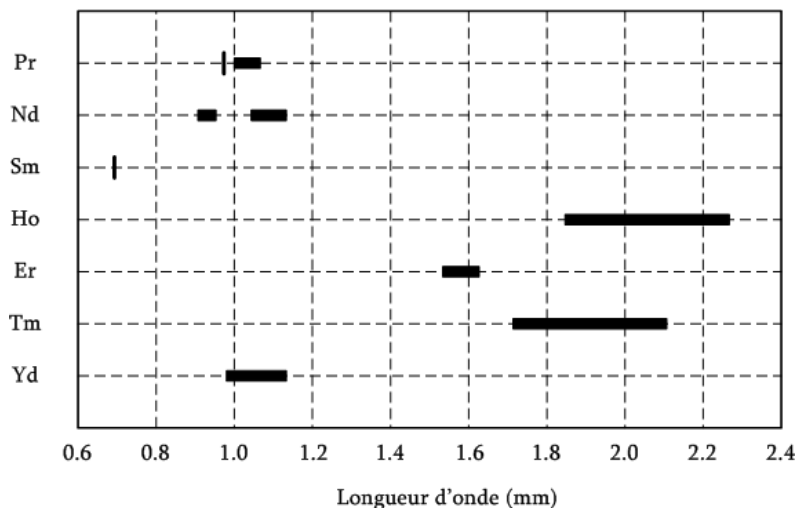


Figure 2.1 : Longueurs d'onde d'émission obtenues avec différents ions de terre rare^[7].

Les barres sombres sur ce graphique traduisent le fait que plusieurs démonstrations expérimentales de lasers ont été faites pour des longueurs d'onde d'émission se situant dans les plages spectrales correspondantes. L'ion erbium a été intensivement étudié en vu de son application comme milieu de gain pour la réalisation de composants actifs utilisables dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, afin de palier aux pertes intrinsèques de la fibre optique, servant de lien pour la transmission de l'information, la communauté scientifique a recherché un moyen efficace d'amplifier la lumière sans transformer le signal optique en puissance électrique. L'erbium s'est alors imposé comme un élément essentiel des systèmes de télécommunication car sa bande spectrale d'émission correspond à la région spectrale où les pertes du lien sont minimales^[8]. De plus, il s'est avéré possible de réaliser des fibres optiques dopées avec des ions erbium, ce qui facilite l'intégration de ce type de milieu de gain dans les systèmes de communication.

L'étude de la structure spectroscopique d'un ion de terre rare, que l'on envisage d'utiliser comme élément de gain, est d'un grand intérêt. La structure des niveaux d'énergie de l'ion Er^{3+} est relativement complexe. Comme le montre la figure 2.2, l'ion erbium présente plusieurs bandes d'absorption. Cependant, les niveaux d'énergie correspondant à ces différentes bandes n'ont pas toutes la même efficacité de rendement. En effet, dans certains cas les transitions non-radiatives (en pointillé sur la figure 2.2), convertissent l'énergie de pompe en modes de vibrations, les phonons. Cette énergie est alors perdue pour la génération de l'onde lumineuse.

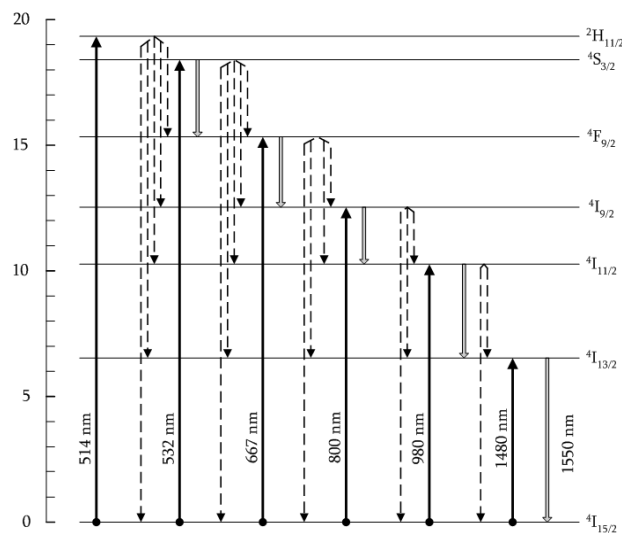


Figure 2.2 : Structure spectroscopique de l'ion erbium.

La transition la plus efficace est celle qui relie le niveau $^4I_{13/2}$ au niveau $^4I_{15/2}$. La bande spectrale d'émission correspondante à cette transition est centrée autour de 1550 nm, ce qui correspond précisément à la bande de faibles pertes de la silice qui constitue les liens optiques. Les longueurs d'onde de pompe couramment utilisées pour solliciter cette transition sont le 980 nm et le 1480 nm pour lesquelles nous avons à notre disposition des diodes lasers à semi-conducteurs délivrant plusieurs centaines de milliwatts. Celles-ci permettent d'obtenir un pompage relativement performant, avec un rendement de conversion électrique-optique proche de 60%.

Les lignes de la figure 2.2, schématisant les niveaux d'énergie, ne sont en fait qu'une représentation simpliste du milieu. Une représentation plus réaliste représenterait les niveaux d'énergie de l'erbium en bandes. Cet élargissement de niveau est dû à l'effet Stark. En effet, en présence d'un champ électrique externe, comme celui causé par la matrice de verre contenant les ions erbium, les niveaux d'énergie se séparent pour former une bande d'énergie. Dans le cas de l'erbium, ces sous-niveaux sont au nombre maximal de 8 pour le niveau fondamental et de 7 pour le niveau supérieur $^4I_{13/2}$.

Le principal inconvénient de l'ion erbium est qu'il est peu soluble dans une matrice de verre. Ceci pose des problèmes lorsqu'il s'agit de réaliser un fort dopage d'une fibre optique dans le but d'en extraire le maximum de puissance. Dans ce cas, les ions erbium ont tendance à se rapprocher les uns des autres et forment ainsi des agrégats de deux (appairage), voire de plusieurs ions. Dans le cas des lasers de puissance, ces agrégats sont à l'origine d'un régime d'auto-pulsation^[9]. Afin de diminuer cet effet, il est cependant possible d'utiliser l'aluminium comme co-dopant. L'aluminium aide à augmenter la solubilité de l'erbium et réduit substantiellement la formation de ces agrégats.

II.2.2 Les cavités fibrées

Le second élément essentiel à la réalisation d'un système laser est la cavité résonnante. Dans le cas des lasers à fibre, les structures de cavité sont variées et dépendent souvent de l'application visée par le laser. Plusieurs exemples de structures résonnantes sont présentés à la figure 2.3. La cavité

résonnante d'un laser a deux rôles. Le premier est de permettre au champ lumineux d'effectuer des passages successifs dans le milieu de gain afin d'obtenir l'amplification lumineuse et l'effet laser. Le second rôle, qui est en fait une conséquence de la résonance, consiste à sélectionner des fréquences déterminées, à l'intérieur d'une plage spectrale.

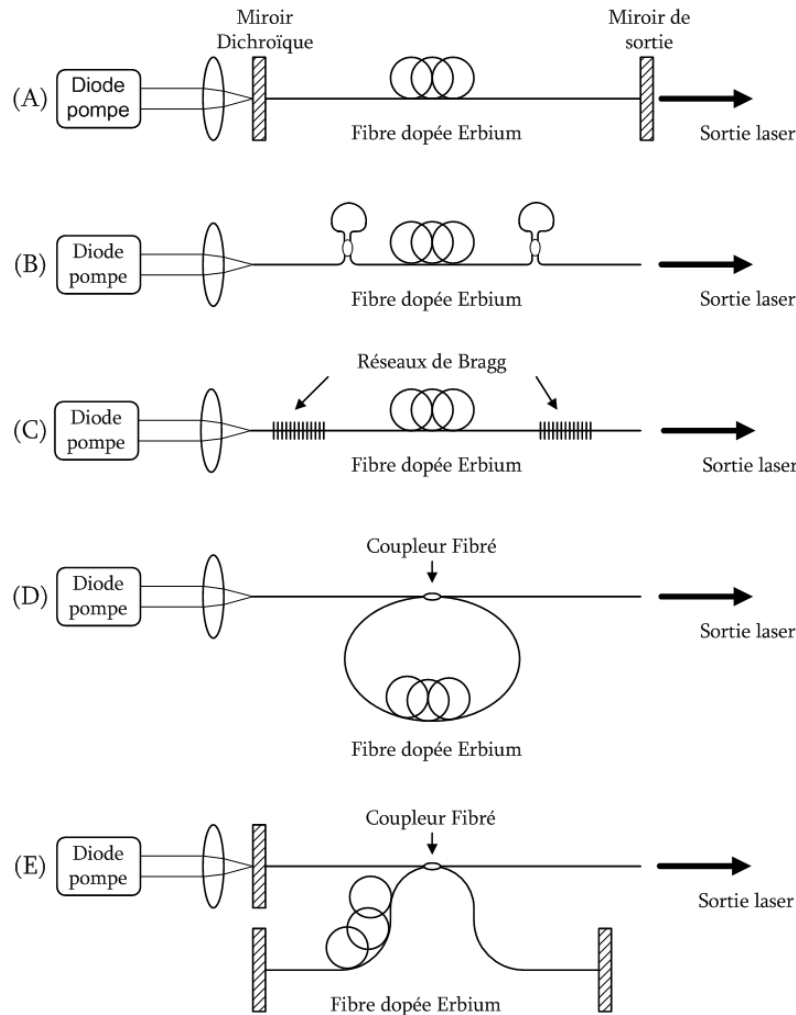


Figure 2.3 : Exemples de cavités couramment utilisées dans la technologie des lasers à fibre^[7]. (A) Cavité Fabry-Perot, (B) Cavité Fabry-Perot avec des miroirs en boucle, (C) Cavité Fabry-Perot avec des réseaux de Bragg fibrés, (D) Cavité en anneau, (E) Cavité Fox-Smith.

Les cavités lasers peuvent être séparées en deux grandes familles de structures résonnantes. Les cavités de type Fabry-Perot, utilisant le concept d'ondes stationnaires et les cavités en anneau fonctionnant selon le principe des ondes progressives. Nous allons dans la suite de ce paragraphe décrire ces deux types de cavité en énonçant leurs principes, leurs avantages et leurs inconvénients.

a) Cavity Fabry-Perot : ondes stationnaires

Une cavité Fabry-Perot peut être réalisée en plaçant un milieu de gain entre des miroirs ou en utilisant une technologie fibrée de type réseaux de Bragg ou boucle de fibre qui est équivalente à un miroir et assure la contre-réaction. Le fonctionnement d'une cavité Fabry-Perot est basé sur l'établissement d'ondes stationnaires. En effet, la condition de résonance dans une cavité Fabry-Perot implique que l'onde électromagnétique se retrouve en phase après un aller-retour dans la cavité. D'un point de vue spectral, cette concordance de phase impose qu'il n'y ait qu'un nombre fini de fréquences pouvant être entretenu dans la cavité laser. On dit alors que la cavité effectue un filtrage en fréquence. La réponse spectrale d'une cavité froide Fabry-Perot (sans milieu de gain) peut être décrite par plusieurs méthodes basées sur le principe d'interférences multiples, le principe de contre-réaction ou l'application des équations de Maxwell et de ses conditions aux limites. Cette dernière méthode est la plus rigoureuse et permet la généralisation de la fonction de transfert au laser^{[10]-[11]}. La réponse spectrale d'un Fabry-Pérot est alors définie de la manière suivante^[12]:

$$T_{FP} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi v}{v_f}\right)} \quad (2.1)$$

où : $F = \frac{\pi r^2}{1-r}$ représente la finesse du résonateur, r la réflectivité de la cavité et $v_f = k \cdot \frac{c}{2d}$ est l'intervalle spectral libre (ISL) et v la fréquence de l'onde électromagnétique. Les fréquences de résonance d'une cavité Fabry-Perot sont appelées modes longitudinaux. En fait, l'énergie du signal laser est exclusivement concentrée à ces fréquences.

Comme nous venons de le voir, la création d'ondes stationnaires à l'intérieur de la cavité est à l'origine de la sélection spectrale des fréquences de résonance. Cependant, les ondes stationnaires sont aussi la cause de l'apparition d'un phénomène spatial, le *spatial hole burning*^[5] qui est une modulation du gain suivant l'axe de propagation. Dans une cavité Fabry-Perot, il y a toujours deux champs qui se propagent en direction opposée. Le *spatial hole burning* résulte de l'interférence suite à la

superposition de ces deux champs cohérents. L'intensité à l'intérieur du diélectrique s'exprime alors de la manière suivante^[5]:

$$I(z) = I_1(z) + I_2(z) + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[(\beta_1 - \beta_2)z + \varphi] \quad (2.2)$$

où $I_1(z)$ et $I_2(z)$ représentent l'intensité des deux ondes et β_1 et β_2 leurs constantes de propagation. La principale conséquence de cette modulation spatiale de l'intensité porte sur l'inversion de population du milieu de gain. En effet, l'inversion saturée d'un milieu amplificateur dépend de l'intensité à l'intérieur de celui-ci, donc une modulation spatiale de l'intensité entraîne une modulation spatiale de l'inversion, cette modulation s'exprimant de la manière suivante^[5]:

$$\Delta N(z) = \frac{\Delta N_0}{1 + \frac{I(z)}{I_{\text{sat}}}} = \frac{\Delta N_0}{1 + \left[I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\beta z) \right] / I_{\text{sat}}} \quad (2.3)$$

Cette modulation du gain peut être bénéfique pour certaines applications. Elle permet, par exemple, une certaine stabilisation des lasers monomodes^[7]. En revanche, en terme de puissance de sortie, il s'agit d'un inconvénient car l'inversion de population disponible pour l'amplification est réduite.

Le principal avantage de la cavité Fabry-Perot est sa simplicité, puisqu'elle se résume à un milieu de gain et à une contre-réaction. Ce type de cavité permet la réalisation de structures résonnantes relativement courtes et donc ayant un ISL élevé (plusieurs dizaines de GHz), ce qui dans le cas des lasers monomodes peut être considéré comme un avantage. Cependant, cette structure souffre de plusieurs inconvénients lorsque la technologie en espace libre est utilisée, comme par exemple le seuil de dommage optique des miroirs. En effet, pour des applications de lasers de puissance, les miroirs peuvent être pénalisants car leur seuil de dommage au flux optique est relativement bas. De plus, la sensibilité des cavités en espace libre aux perturbations extérieures peut entraîner des problèmes de stabilisation.

b) Cavités en anneau : ondes progressives

La réalisation d'un anneau permet également d'obtenir une cavité résonnante. La figure 2.4 montre que cette technique peut être utilisée aussi bien en optique massive qu'en optique fibrée. Cependant, la structure de la cavité est beaucoup plus simple dans le cas de l'optique fibrée puisqu'elle est uniquement constituée d'un coupleur directionnel fusionné à une section de fibre optique. L'ISL de la cavité est alors égale à c/nL où n représente l'indice de la fibre, c la vitesse de la lumière dans le vide et L la longueur de la cavité. De plus, la finesse de la cavité est gouvernée par le coefficient de couplage du coupleur directionnel. À l'instar d'une cavité de type Fabry-Perot, plus la finesse est importante, plus l'énergie en résonance est grande, ce qui implique que le seuil de l'émission laser diminue.

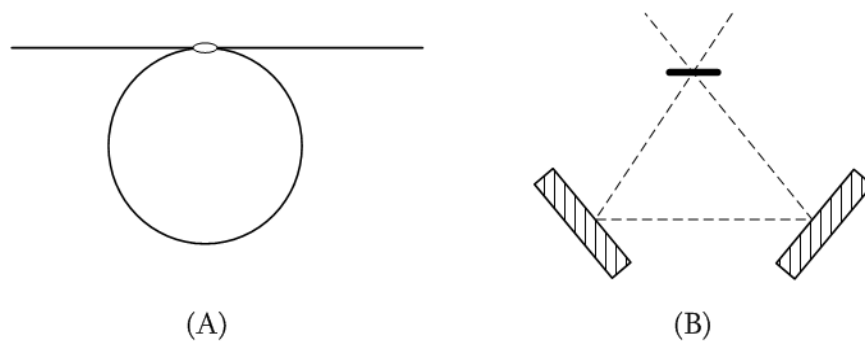


Figure 2.4 : Cavités en anneau^[5]. (A) Structure utilisée en optique fibrée, (B) Structure utilisée en optique massive.

Le premier avantage d'une cavité en anneau est qu'il est possible de réaliser une architecture à ondes progressives en incluant un isolateur optique à l'intérieur de la cavité. Généralement, l'isolateur optique atténue fortement l'onde contra-propagative provenant de l'émission spontanée amplifiée (ESA). Il ne reste donc plus qu'un seul signal se propageant dans la cavité : l'onde co-propagative. Une cavité à ondes progressives permet d'éliminer le *spatial hole burning* qui prend naissance dans les structures à ondes stationnaires. Le gain est donc plus homogène car aucune modulation ne vient perturber l'inversion de population. Ainsi, l'absence de modulation spatiale du gain permet d'augmenter la compétition entre deux modes adjacents. Il est alors possible de pomper le laser à un niveau bien supérieur à son seuil tout en conservant sa caractéristique monomode. De plus, ce mode peut extraire beaucoup plus de puissance du milieu de gain. Un autre avantage de ce type de cavité est

la simplicité de réalisation en optique fibrée comme cela a été évoqué au début de cette section. Cette caractéristique permet de réaliser des sources lasers compactes et aisément intégrables. Par ailleurs, le fait que l'onde optique circule uniquement dans un milieu confiné, la fibre optique, réduit la sensibilité du laser aux perturbations externes, telles que les vibrations par exemple. Les cavités en anneau fibrées permettent également la suppression de tous les miroirs diélectriques et donc de toutes les réflexions, améliorant ainsi la stabilité. De fait, le système ne peut pas être perturbé par des réflexions parasites provenant de miroirs de mauvaise qualité.

Malgré les nombreux aspects positifs que nous venons d'évoquer, les cavités en anneaux ne sont pas des résonateurs parfaits et elles souffrent de plusieurs défauts. Le premier provient du fait qu'il est impossible d'obtenir des cavités de faibles dimensions notamment en optique fibrée où la longueur de cavité est fixée par des restrictions liées à la soudure de fibres entre elles. Il est donc très difficile d'obtenir des cavités lasers en anneau fonctionnant dans un régime monomode. Un autre inconvénient est que l'indice de réfraction d'une fibre optique change avec la température ambiante et cette propriété des fibres peut occasionner des perturbations. Ceci est d'autant plus préjudiciable que les cavités sont relativement longues.

II.2.3 Filtres spectraux : réseaux de Bragg fibrés

Une des particularités des lasers multi-longueurs d'onde réside dans le fait que leur cavité doit impérativement intégrer un élément permettant de sélectionner différentes bandes spectrales. Plusieurs technologies permettent d'effectuer ce filtrage spectral et notamment des dispositifs en optique massive. Cependant, la présence de ces éléments occasionne des pertes d'insertion relativement élevées qui nuisent à la qualité du laser. Au début des années 90, la découverte des réseaux de Bragg a permis d'obtenir des filtres optiques totalement fibrés^{[13]-[16]}. Cette technologie offre de nombreux avantages pour la réalisation de filtre optique, comme par exemple de faibles pertes d'insertion, un coût de réalisation relativement bas et la possibilité de réaliser des filtres ayant des réponses spectrales complexes.

Les réseaux de Bragg sont répartis en deux grandes familles. La première concerne les réseaux réalisant un couplage entre modes se propageant dans des directions opposées. On parle alors de réseaux en réflexion ou réseaux à courte période. La seconde famille est composée de réseaux qui couplent la lumière avec les modes à pertes, on parle alors de réseaux en transmission ou réseaux à longue période. Dans le cadre de nos expériences, nous utiliserons la technologie des réseaux en réflexion pour la fabrication de filtres multi-canaux. En effet, outre la complexité de réalisation, les réseaux en transmission offrent un éventail de réponses spectrales limité.

a) Concepts fondamentaux

La réalisation de réseaux de Bragg dans les fibres optiques est basée sur la possibilité d'induire un changement périodique d'indice par l'exposition de cette fibre à une lumière laser ultraviolette. Cette photo-inscription est possible car la fibre optique utilisée pour la réalisation des réseaux est photosensible à la lumière ultraviolette. L'origine de la photosensibilité demeure un domaine de recherche actif et sa compréhension est partielle. Actuellement, la communauté scientifique s'entend pour affirmer que le co-dopage au germanium des fibres optiques est à l'origine de cette photosensibilité. Lors de l'exposition à la lumière ultraviolette, la structure de la fibre est modifiée, ce qui entraîne une augmentation de l'indice effectif du milieu. Afin d'augmenter de manière significative la photosensibilité d'une fibre, il est aussi possible de lui faire subir un traitement à l'hydrogène^[16]. Cependant, l'explication de ce processus reste, elle aussi, partielle.

Les réseaux de Bragg occasionnent un échange d'énergie important entre deux modes se propageant dans des directions opposées dans le cœur de la fibre par l'intermédiaire d'une perturbation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique (figure 2.5).

La modélisation et la simulation de ces échanges d'énergie pour chaque mode nécessitent de représenter la perturbation à l'origine de ce couplage par l'équation^[19]:

$$\partial n_{co}(z) = \overline{\partial n_{co}}(z) \left[1 + v(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_B} + \varphi(z)\right) \right] \quad (2.4)$$

où $\overline{\delta n_{co}}$ représente le changement d'indice moyen, $v(z)$ la visibilité du changement d'indice, Λ_B le pas du réseau et $\phi(z)$ est la phase de cette perturbation.

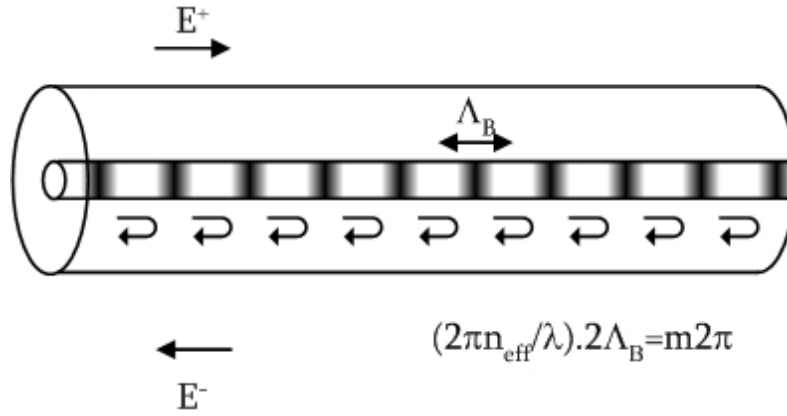


Figure 2.5 : Réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique.

L'opération d'addition de l'équation (2.4) indique que l'exposition de la fibre à la lumière ultraviolette induit toujours une augmentation de l'indice effectif. En utilisant la théorie des modes couplés, il est possible de calculer l'évolution de l'amplitude de chaque mode se propageant dans le réseau. Le calcul détaillé de ces équations ainsi que leurs solutions peuvent être trouvées dans plusieurs références^{[19]-[20]}. Nous en reprenons ici les grandes lignes. Pour les deux modes se propageant dans la fibre, les équations des modes couplés s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial E^+}{\partial z} = i\sigma E^+ + i\kappa E^- e^{-i(2\beta - \frac{2\pi}{\Lambda_B})z + i\phi(z)} \\ \frac{\partial E^-}{\partial z} = -i\sigma E^- - i\kappa E^+ e^{i(2\beta - \frac{2\pi}{\Lambda_B})z - i\phi(z)} \end{cases} \quad (2.5)$$

avec :

$$\begin{cases} \sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{eff}} \\ \kappa = \frac{\pi}{\lambda} v \overline{\delta n_{eff}} \end{cases} \quad (2.6)$$

où σ représente le couplage dû à l'augmentation de l'indice effectif moyen qui modifie la constante de propagation des modes, alors que κ découle de la partie oscillante de la perturbation de l'indice et cause le couplage entre les deux modes. β représente la constante de propagation, E^+ , E^- l'amplitude

des modes co et contra-propagatif (figure 2.5). Pour pouvoir résoudre le système (2.5), il faut utiliser des conditions aux limites qui sont au nombre de deux. D'une part, l'onde contra-propagative est égale à zéro au point $z=L$, où L représente la longueur du réseau. D'autre part, l'onde co-propagative, quant à elle, est égale à 1 au point d'origine du réseau ($z=0$).

La résolution de ce système permet d'établir trois propriétés importantes des réseaux de Bragg. Tout d'abord, pour certaines longueurs d'onde, un couplage est réalisé entre le mode co-propagatif (E^+) et contra-propagatif (E^-), ce qui signifie que cet élément optique réfléchit alors le signal incident. Puisque cette réflectivité est sélective en longueur d'onde le réseau de Bragg se comporte donc comme un filtre optique. La dernière propriété propre au réseau de Bragg est le délai. En effet, la propagation de la lumière dans le réseau, introduit un certain délai qui dépend de la longueur d'onde du signal incident. Ceci signifie qu'un réseau de Bragg est un élément dispersif.

Après résolution du système (2.5), la réflectivité du champ s'exprime de la manière suivante dans le cas d'un réseau uniforme^[20] :

$$\rho = \frac{-\kappa \sinh(\Omega_B L)}{\hat{\sigma} \sinh(\Omega_B L) + i \cosh(\Omega_B L)}$$

Exprimée en intensité cette expression devient :

$$R = \left\{ \frac{\sinh^2(\Omega_B L)}{\cosh^2(\Omega_B L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}} \right. \quad (2.7)$$

$$\left. \frac{\sin^2(S_B L)}{\frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2} - \cos^2(S_B L)} \right\}$$

avec

$$\Omega_B = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \quad \text{et} \quad S_B = \sqrt{\hat{\sigma}^2 - \kappa^2}$$

et le facteur de désintonisation :

$$\hat{\sigma} = \beta \left(1 + \frac{\delta \overline{n_{\text{eff}}}}{n_{\text{eff}}} \right) - \left(\frac{\pi}{\Lambda_B} + \frac{1}{2} \frac{\delta \varphi}{\delta z} \right).$$

Dans le cas d'un réseau uniforme, les paramètres κ , σ et le facteur de désintonisation sont constants tout le long du réseau. La variation de ces paramètres permet d'obtenir des structures plus complexes et d'un grand intérêt comme nous le verrons dans les paragraphes suivants. La réflectivité maximale est obtenue lorsque le facteur de désintonisation s'annule, ce qui correspond à l'égalité entre la somme des constantes de propagation des modes perturbés et le vecteur d'onde associé au réseau. Ceci se produit pour la longueur d'onde suivante :

$$\lambda_{\text{max}} = 2(n_{\text{eff}} + \overline{\delta n_{\text{eff}}})\Lambda_B$$

Pour laquelle la réflectivité est maximale et égale à $R = \tanh^2(\kappa L)$. La réponse spectrale d'un réseau de Bragg uniforme est illustrée par la figure 2.6 pour deux valeurs de coefficient de couplage.

Un autre paramètre important des réseaux de Bragg fibrés est le délai et par voie de conséquence la dispersion. Le coefficient de réflexion ρ est un terme complexe composé d'un terme d'amplitude mais aussi d'un terme de phase.

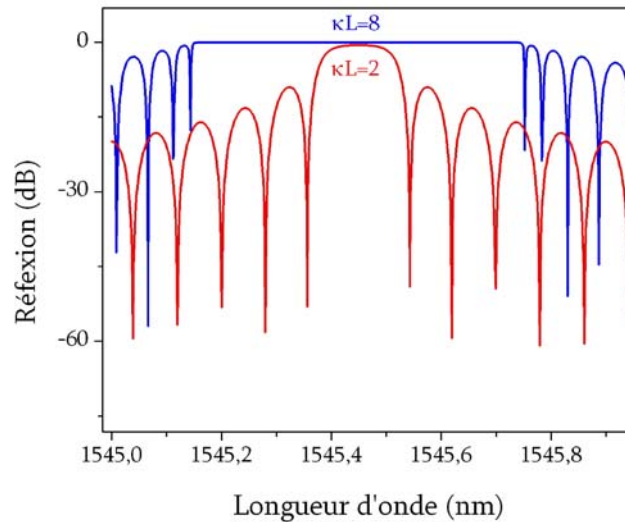


Figure 2.6 : Réflectivité pour deux réseaux de Bragg avec des coefficients de couplage différents.

La variation de cette phase en fonction de la longueur d'onde entraîne un délai τ_p ,

$$\tau_p = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\delta\theta_p}{\delta\lambda}$$

ce qui induit la dispersion suivante :

$$d_p = \frac{\delta\tau_p}{\delta\lambda} = \frac{2\tau_p}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\delta^2\theta_p}{\delta\lambda^2} \text{ ou } d_p = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\delta^2\theta_p}{\delta\omega^2} \quad (2.7)$$

La dispersion des deux réseaux précédents est présentée à la figure 2.7.

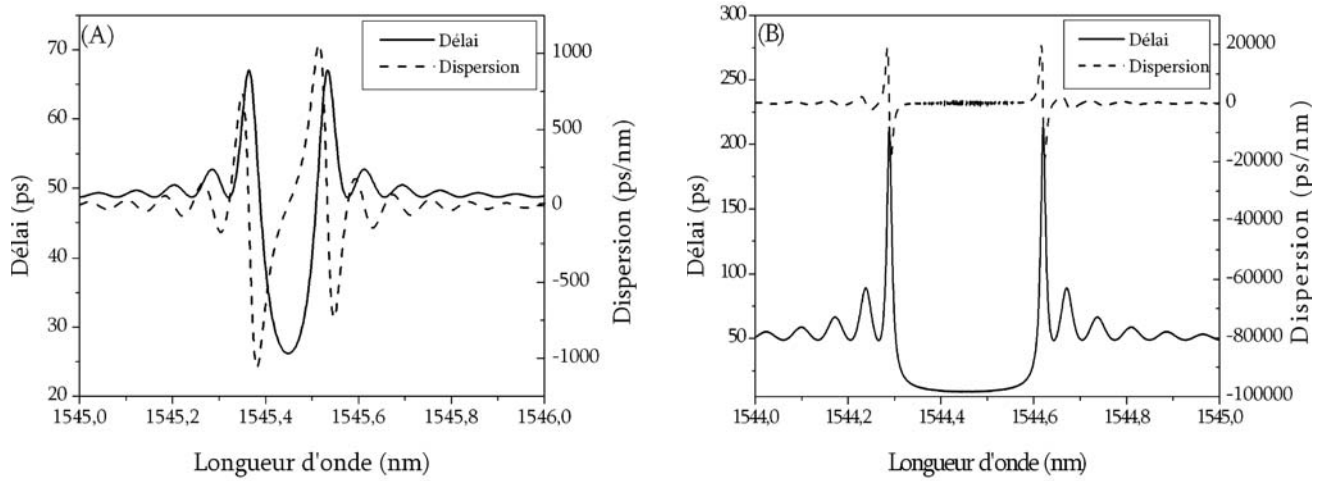


Figure 2.7 : Courbe de délai et de dispersion d'un réseau de Bragg :
(A) $\kappa L=2$. (B) $\kappa L=8$.

La dispersion est nulle pour la longueur d'onde de réflexion maximale et devient plus importante pour des longueurs d'onde proches des lobes secondaires. Ceci s'explique par le fait que le réseau réfléchit la longueur d'onde de Bragg de manière quasi-immédiate. Pour les longueurs d'onde où la déxintonisation est différente de zéro, le champ se propage plus profondément dans le réseau avant d'être réfléchi car l'interférence se construit sur un plus grand nombre de périodes. Ceci crée un délai entre les différentes longueurs d'onde composant le signal, et donc de la dispersion. La propriété de dispersion des réseaux de Bragg est à l'origine du développement des compensateurs de dispersion mais aussi de dispositif permettant l'étalement temporel d'une impulsion utilisé dans les lasers impulsions de forte puissance.

b) Montages d'écriture

On retrouve principalement deux types de montage d'écriture de réseaux de Bragg permettant d'induire de façon permanente la modulation d'indice, le montage à masque de phase^[21] et les montages interférométriques^[22]. Les montages à masque de phase se sont imposés dans l'industrie du fait de leur simplicité de réalisation et de réglage, du bas coût de production et des bonnes qualités des réseaux qu'ils permettent d'obtenir. Cependant, les montages interférométriques ont un avantage certain dans le domaine de la recherche et du développement car ils permettent d'obtenir une grande plage de longueurs d'onde de Bragg.

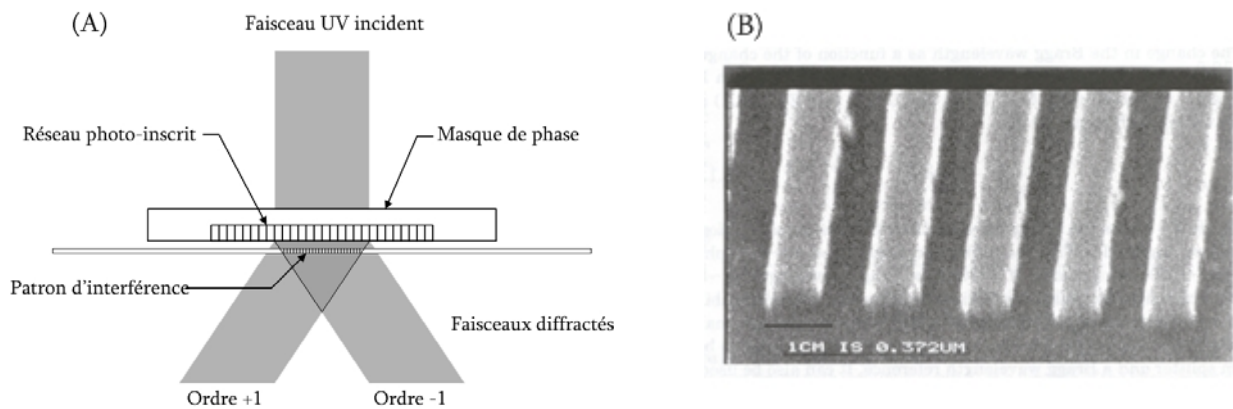


Figure 2.8: Montage à masque de phase^[20] :
(A) Principe du montage, (B) Masque de phase.

Les montages à masque de phase reposent sur l'utilisation d'un élément diffractif, le masque de phase (Fig.2.8(B)). Ce masque consiste en une lame de silice sur laquelle est gravé un réseau de diffraction. La conception particulière de ce masque de phase permet d'obtenir le maximum d'énergie dans les ordres de diffraction +1 et -1, et de minimiser la puissance dans l'ordre zéro. La méthode d'écriture par masque de phase peut être vue comme une photocopie du réseau original inscrit dans le masque de phase à l'intérieur d'une fibre optique. Le masque sépare le faisceau UV incident en deux faisceaux diffractés qui, lorsqu'ils se recoupent, forment une figure d'interférence où la fibre est positionnée pour réaliser l'écriture du réseau de Bragg (figure 2.8(A)). Les franges lumineuses de la figure d'interférence engendrent une augmentation locale de l'indice effectif de la fibre. Puisque l'angle entre les ordres +1 et -1 est déterminé par le pas du masque de phase, il est possible de relier la

période de la figure d'interférence au pas du masque de phase. La période de la figure d'interférence correspond au pas du réseau inscrit dans la fibre optique avec :

$$\Lambda_B = \frac{\Omega_{\text{masque}}}{2}$$

où Ω_{masque} est le pas du masque de phase. De plus, puisque la phase de la figure d'interférence dépend uniquement de la phase du masque, il est possible de déplacer le faisceau UV devant le masque de phase afin d'écrire des réseaux plus longs que la dimension du faisceau. Ce principe est couramment utilisé dans l'industrie pour écrire des réseaux de plusieurs centimètres^[21]. Le montage de base peut se compliquer pour réaliser l'apodisation des réseaux. Il s'agit alors de faire vibrer le masque afin de réduire la visibilité de l'interférence (équation 2.4) lors du balayage.

Il existe plusieurs type de montages interférométriques pour la réalisation de réseaux de Bragg. Nous présentons, à la figure 2.9(A), un montage basé sur l'interféromètre de Sagnac^[22] que nous avons utilisé lors des réalisations expérimentales. Dans ce montage, le masque de phase n'est pas utilisé pour créer la figure d'interférence, mais uniquement comme un élément optique permettant de séparer la lumière incidente en deux faisceaux. Contrairement au montage à masque de phase, l'ordre zéro n'est pas un problème, car il n'est jamais couplé par le dispositif d'écriture. En effet, seuls les ordres +1 et -1 sont utilisés pour l'écriture du réseau. Ces deux faisceaux diffractés se propagent alors en direction des deux miroirs formant l'interféromètre. Après réflexion sur les miroirs, les deux faisceaux se recombinent sur la fibre optique pour former une figure d'interférence qui sera à l'origine de l'inscription du réseau. L'angle θ est fixé par le pas du masque de phase en utilisant les propriétés de la diffraction (figure 2.9 (A)). Au point de recombinaison, l'angle entre les deux faisceaux permet de déterminer la valeur de la longueur d'onde de Bragg :

$$\lambda_B = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_{\text{UV}}}{\sin(\pi - 2\phi_1 - 2\phi_2 - \theta)} \quad (2.8)$$

où ϕ_1 et ϕ_2 représente l'angle des miroirs, θ l'angle de diffraction et λ_{uv} la longueur d'onde du laser utilisé pour l'écriture du réseau. Lorsque ϕ_1 et ϕ_2 sont égaux à $\pi/4 - \theta/2$, la figure d'interférence se trouve localisée juste au dessus du masque de phase et donc λ_B vaut $2n_{\text{eff}}\Lambda_B$. Pour sélectionner d'autres

longueurs d'onde, il suffit d'appliquer une rotation sur les miroirs M_1 et M_2 . On modifie alors le pas de la figure d'interférence à l'intérieur de la fibre et donc la longueur d'onde de résonance. Celle-ci, représentée sur la figure 2.9(B), montre que si un seul miroir est en rotation, il est possible de sélectionner des longueurs d'onde couvrant la bande C des télécommunications. La rotation du miroir est assurée par un composant piézoélectrique permettant d'obtenir des rotations minimales de 7.10^{-7} radians. En utilisant la formule (2.8), on constate qu'une variation de l'angle des miroirs de $4.875.10^{-4}$ rd entraîne un déplacement de 0.1 nm en longueur d'onde.

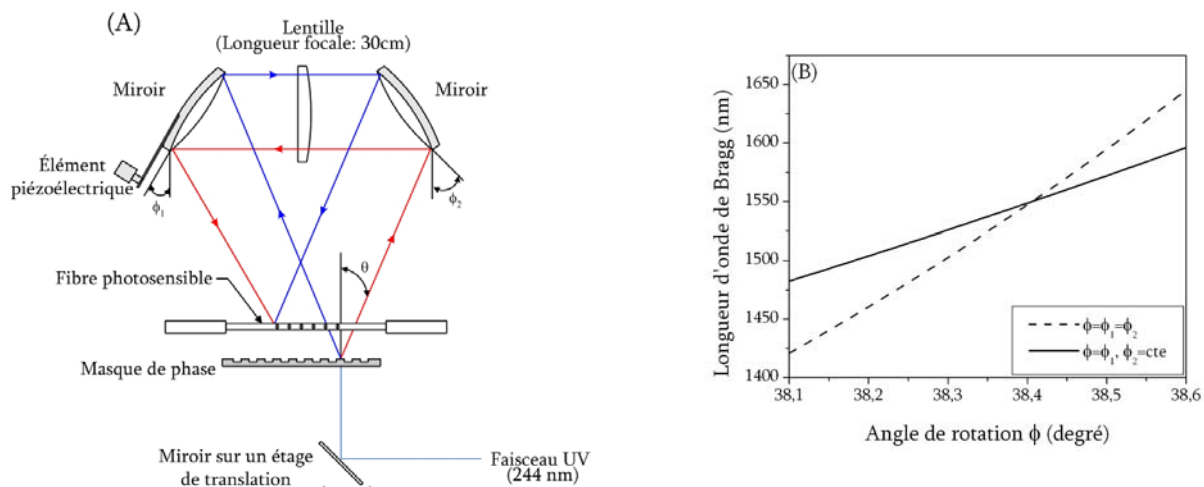


Figure 2.9 : Principe du montage interférométrique de type Sagnac^[22] :
(A) Schéma de montage, (B) Longueurs d'onde de Bragg versus l'angle des miroirs.

Pour résumer, le masque de phase fixe une longueur d'onde centrale autour de laquelle s'établit une plage d'accordabilité spectrale. Le fait de pouvoir sélectionner un nombre très important de longueurs d'onde de Bragg avec un seul masque de phase est le principal avantage des montages interférométriques. Afin de maximiser l'efficacité d'écriture, le montage utilise une lentille de focale 30 cm située entre les deux miroirs. Pour réaliser des réseaux plus longs que le diamètre du faisceau UV, il est nécessaire d'utiliser la technique de balayage du masque par le faisceau. Dans cette configuration, la région de la fibre exposée se déplace dans le sens opposé au déplacement du faisceau. Cependant il est à noter que la longueur des réseaux réalisable avec ce montage est limitée à environ 20 mm, ce qui correspond en fait à la dimension utile des miroirs.

c) Inventaire des différents type de réseaux

Lors de l'écriture d'un réseau de Bragg, il est possible de modifier plusieurs paramètres comme la force du réseau, la phase ou la visibilité, afin d'obtenir différentes propriétés comme l'apodisation, le glissement en fréquence, *etc.* Ces propriétés spécifiques donnent aux réseaux de Bragg un avantage certain sur les filtres de l'optique massive. Dans de ce paragraphe, nous présenterons les différents types de réseaux utilisés au cours de nos expérimentations.

Le premier type de réseau est le réseau uniforme, caractérisé par une amplitude et un pas de changement d'indice constants le long de la fibre (figure 2.10 (A)). C'est le réseau le plus simple à écrire car il suffit de venir exposer une fibre photosensible à un champ d'interférences. Cependant, les lobes secondaires sont relativement importants (figure 2.10 (B)), ce qui réduit le champ d'application de ce type de réseau dans le secteur des télécommunications optiques.

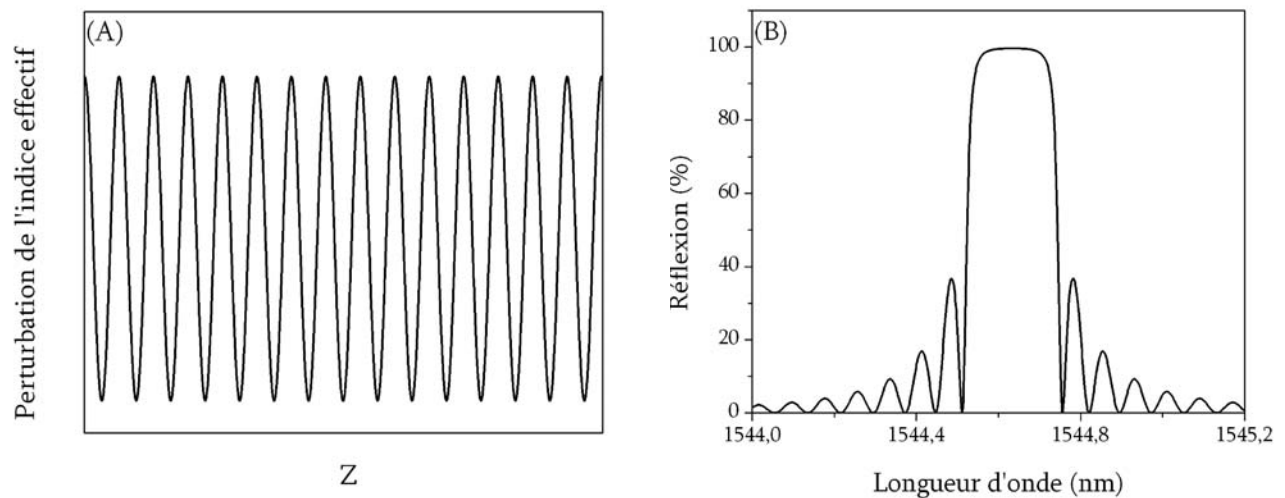


Figure 2.10 : Réseau de Bragg uniforme : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Cependant, dans le cas d'un laser à fibre optique, il est possible de l'utiliser comme miroir dans la mesure où les lobes secondaires ont une réjection de plusieurs décibels, ce qui ne perturbe pas le fonctionnement de la majorité des lasers.

Le second type est le réseau de Bragg à amplitude variable. Ces réseaux ont une amplitude du changement d'indice variable et une visibilité constante (figure 2.11 (A)). La variation d'amplitude s'obtient en modifiant la puissance du laser d'écriture ou le temps d'exposition suivant un profil prédéfini correspondant au profil d'amplitude souhaité. La réponse spectrale de ce type de réseau présente des oscillations du côté des courtes longueurs d'onde comme nous pouvons le remarquer sur la figure (2.11 (B))^[19]. À notre connaissance, il n'existe pas d'application pour ces réseaux. Néanmoins, nous avons souhaité les présenter car lors de l'écriture, cette forme spectrale caractéristique constitue une référence pour statuer sur les réglages du dispositif d'écriture. Autrement dit, si un dispositif d'écriture présente une réponse spectrale similaire à celle d'un réseau de Bragg à amplitude variable, cela signifiera que les réglages sont erronés.

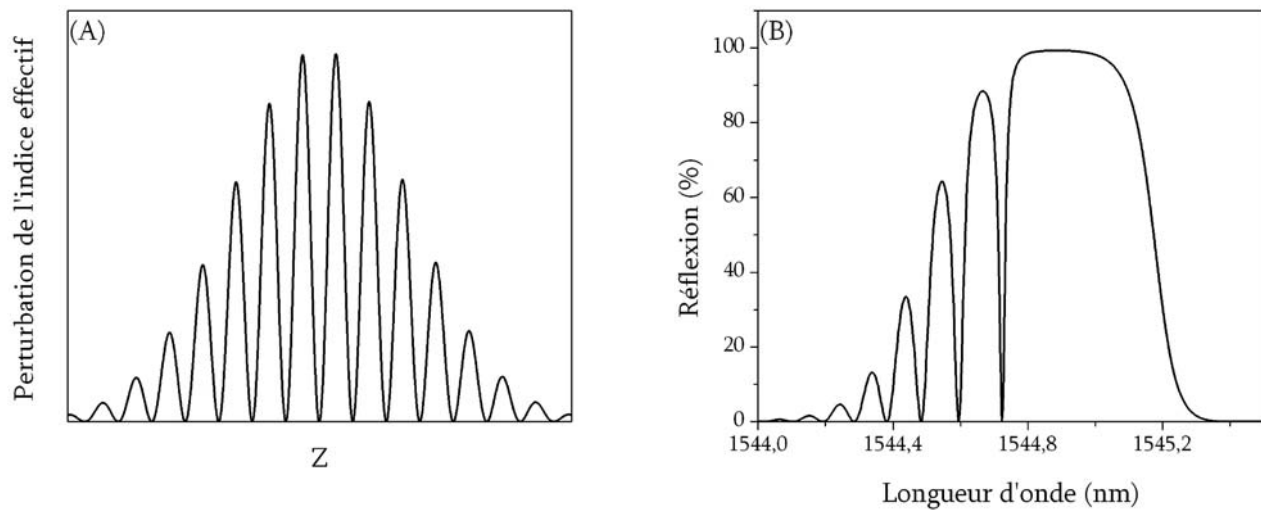


Figure 2.11 : Réseau de Bragg à amplitude variable : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

On trouve aussi les réseaux à couplage variable. Pour ce type de réseaux, la visibilité de la perturbation d'indice est variable (figure 2.12 (A)). Ils sont encore nommés réseaux *apodisés*, et permettent de réduire considérablement les lobes secondaires. Le choix de la fonction d'apodisation permet de contrôler la forme spectrale du réseau^[16]. En effet, il a été démontré qu'une apodisation utilisant une fonction en sinus cardinal (figure 2.12 (B)) permettait d'obtenir des filtres ayant des pentes très abruptes. Si au contraire, il s'agissait d'une apodisation gaussienne, les pentes du filtre seront plus douces. Cette technique aide également à linéariser la courbe de dispersion des réseaux à pas variable utilisés comme compensateurs de dispersion. Le domaine des télécommunications

optiques exploite intensivement ce type de réseau pour la réalisation de filtres optiques et des stabilisateurs de diodes de pompe^[25].

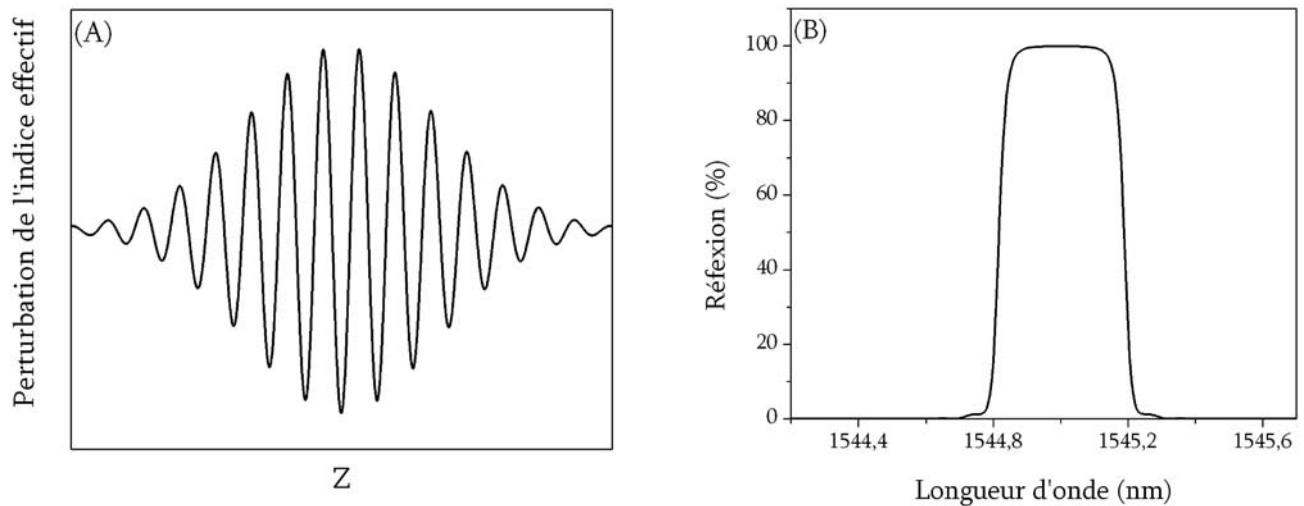


Figure 2.12 : Réseau de Bragg à couplage variable : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Un dernier type de réseau est le réseau à pas variable appelé aussi réseau *chirpé*. Pour ce type de réseaux, le pas du changement d'indice est variable (figure 2.13 (A)), donc la longueur d'onde de résonance varie le long de la fibre optique.

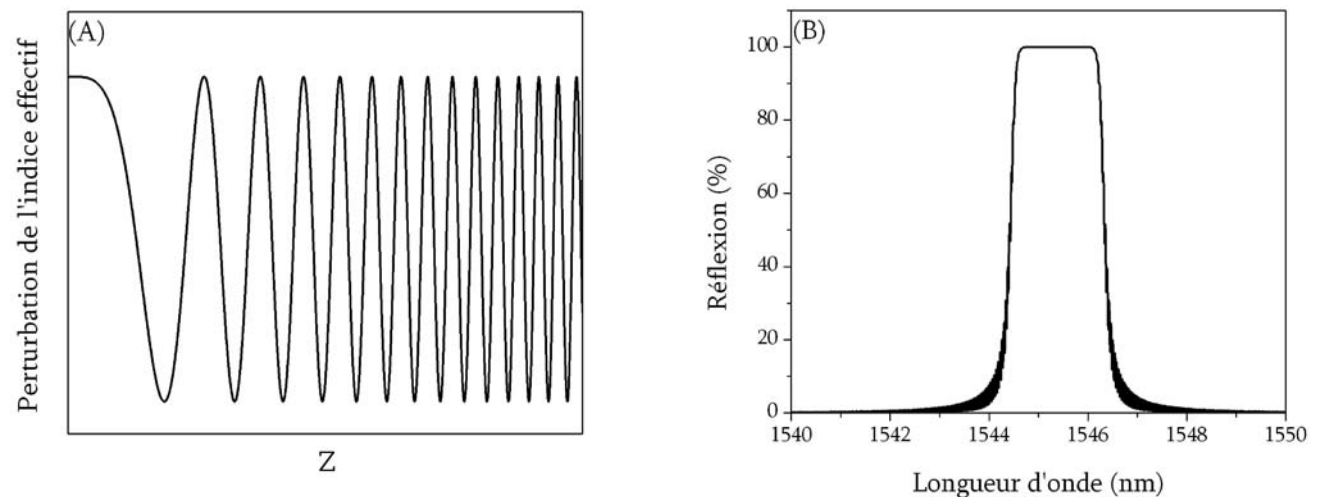


Figure 2.13 : Réseau de Bragg à pas variable : (A) Schématisation de la modulation d'indice, (B) Spectre en réflexion.

Avec une variation linéaire du pas, il est possible d'introduire un délai entre les différentes longueurs d'onde ce qui permet de compenser de la dispersion chromatique des liens de transmission^[26]. Il est en

effet possible, avec un réseau de quelques centimètres, de compenser la dispersion chromatique induite par la propagation sur plusieurs centaines de kilomètres de fibre optique. De plus, la longueur d'onde de Bragg étant variable, il est possible de réaliser des filtres réfléchissant une bande spectrale de plusieurs nanomètres (figure 2.13 (B)).

Par ailleurs, au cours de nos réalisations expérimentales, nous avons aussi utilisé des filtres présentant des structures périodiques : les filtres Fabry-Perot fibrés. Le paragraphe suivant présente cette technologie de filtre périodique.

d) Filtres Fabry-Perot fibrés

Les filtres Fabry-Perot jouent un rôle important dans la réalisation de ce projet de recherche, notamment lors de la conception de lasers multi-longueur d'onde émettant en régime de modes bloqués. Les Fabry-Perot fibrés allient les avantages de deux technologies^{[27]-[28]}. D'une part, les faibles pertes d'insertion reliées à l'utilisation des filtres fibrés et d'autre part une distribution périodique de fréquence dans une plage spectrale, caractéristique des filtres Fabry-Perot. Ce composant permet donc d'obtenir des lasers multi-longueur d'onde utilisant une cavité complètement fibrée et ayant des pics lasers uniformément distribués.

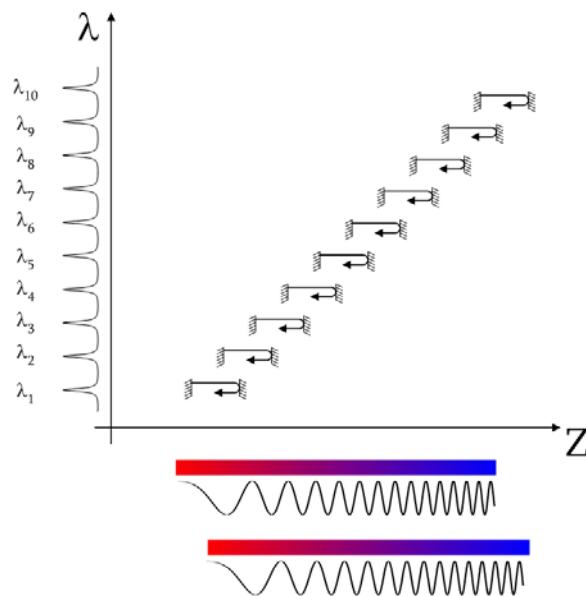


Figure 2.14 : Schématisation des filtres Fabry-Perot fibrés^[28].

Le principe de fonctionnement de ces filtres est présenté à la figure 2.14. La réalisation des filtres Fabry-Perot fibrés est basée sur la superposition de deux réseaux de Bragg à pas variable. L'écriture d'un tel filtre est un processus en deux étapes. Tout d'abord, un premier réseau à pas variable couvrant la bande spectrale désirée et ayant une force déterminée par la finesse du Fabry-Perot souhaitée, est écrit. La seconde étape du processus d'écriture consiste à écrire le deuxième réseau à pas variable sur le premier. Pour obtenir la structure périodique recherchée, le second réseau est décalé spatialement d'une distance permettant d'obtenir l'ISL désiré. Lorsqu'on vient superposer un second réseau de Bragg à pas variable, on réalise alors des micro-cavités Fabry-Perot distribuées tout le long du réseau. Une réponse spectrale typique de ces filtres Fabry-Perot fibrés est présentée à la figure 2.15. On peut noter que cette réponse est composée d'un certain nombre de pics de transmission séparés spectralement par la valeur de l'ISL et dont la largeur à mi-hauteur est proportionnelle à la finesse, donc à la force des réseaux. La bande spectrale couverte par le filtre, correspond à celle couverte par les réseaux de Bragg à pas variable.

La technologie des réseaux de Bragg permet d'obtenir des filtres ayant une réflectivité très élevée, et donc par voie de conséquence, des filtres Fabry-Perot ayant des finesesses proche de 240^[28]. Cependant cette technologie présente quelques défauts, notamment en ce qui concerne l'homogénéité des paramètres d'ISL et de finesse.

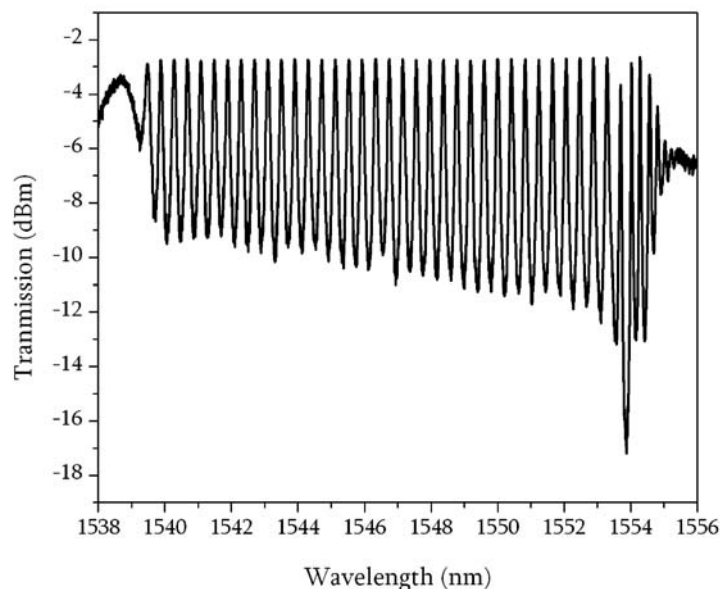


Figure 2.15 : Spectre en transmission d'un filtre Fabry-Perot fibré.

En effet, pour pouvoir couvrir une plage spectrale de plusieurs dizaines de nanomètres, il est nécessaire d'écrire des réseaux à pas variable de plusieurs centimètres. Pour des raisons technologiques, il est assez difficile de conserver une homogénéité d'écriture sur de si grandes longueurs. La figure 2.16 présente la finesse et l'ISL correspondant au filtre de la figure précédente.

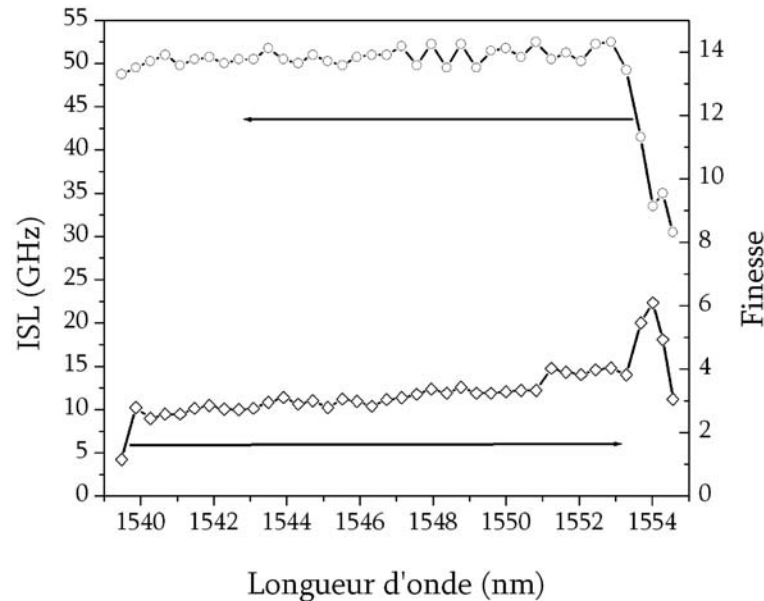


Figure 2.16 : Calcul de l'ISL et de la finesse d'un filtre Fabry-Perot fibré.

La variation de l'ISL est de 10% et celle de la finesse de 25% sur une bande spectrale allant de 1539 à 1555 nm. L'origine de ces imperfections peut provenir de plusieurs effets, comme par exemple, une inhomogénéité de la qualité du masque de phase ou bien une instabilité du montage d'écriture. Ces imprécisions peuvent causer des dysfonctionnements lors de l'utilisation de ces filtres pour la réalisation de lasers à fibre. En effet, la variation de l'ISL, si elle existe se répercute directement sur la séparation des pics lasers qui de fait, ne correspond plus aux standards internationaux. Si la finesse du filtre varie, cela signifie que chaque pic du filtre a une largeur à mi-hauteur différente. Lorsque ce filtre est utilisé dans une cavité laser, certains pics vont ainsi être favorisés par rapport à d'autres puisque certaines bandes spectrales sont plus larges que d'autres.

II.3 Laser à fibre dopée: aspects physiques

La section précédente a été consacrée à l'étude des composants passifs ainsi que des cavités froides couramment utilisées dans le domaine des lasers fibrés. Un autre élément essentiel d'un laser est le milieu de gain. Dans le cas qui nous intéresse, le milieu amplificateur est l'ion erbium qui est incorporé dans une fibre optique de silice. Il semble donc essentiel d'en introduire les principales propriétés physiques. Nous discuterons ici de différentes caractéristiques d'un milieu de gain erbium comme sa propriété d'élargissement homogène, ces sections efficaces ou sa propriété de milieu de gain à trois niveaux. Nous terminerons ce chapitre par une simulation d'un milieu amplificateur utilisant les fibres dopées erbium comme milieu de gain. Au cours de ces simulations nous utiliserons les paramètres des deux fibres dopées à l'erbium que nous utiliserons au cours de nos expériences.

II.3.1 Milieu de gain Erbium: description élémentaire

Au cours de ce paragraphe, nous allons décrire de façon succincte plusieurs propriétés de l'erbium. Le but étant d'avoir une vision d'ensemble des caractéristiques de l'erbium lorsqu'il est utilisé comme milieu de gain. Tout au long de cette thèse, les caractéristiques de l'erbium seront approfondies au travers de l'étude des différents régimes d'émission de notre laser multi-longueurs d'onde.

a) Élargissement spectral de la transition

L'élargissement spectral des transitions énergétiques est le résultat de la combinaison de plusieurs effets. Dans de nombreux matériaux amplificateurs comme l'erbium, les niveaux supérieur et inférieur du diagramme énergétique se décomposent en plusieurs sous-niveaux. On parle alors de bandes énergétiques. À l'origine de ces subdivisions on retrouve l'effet Stark qui traduit l'interaction du champ de la matrice de verre sur les dopants et donc l'annulation de la dégénérescence des niveaux énergétiques.

On retrouve principalement deux contributions liées à l'élargissement spectral des transitions énergétiques: les contributions homogènes et les contributions inhomogènes^[30] décrites à la figure 2.17. La contribution inhomogène^{[6]-[7]} provient de la structure interne du matériaux. En effet, le champ interne de la matrice de verre est différent selon la position considérée et donc l'interaction de ce champ avec les ions varie d'un site à un autre. La seconde contribution à l'élargissement spectral est une contribution homogène reliée aux effets thermiques et donc aux transitions non radiatives, les phonons. Ces effets thermiques issus des vibrations des atomes au cœur de la matrice de verre induisent des fluctuations du champ interne et par voie de conséquence, un élargissement des niveaux Stark.

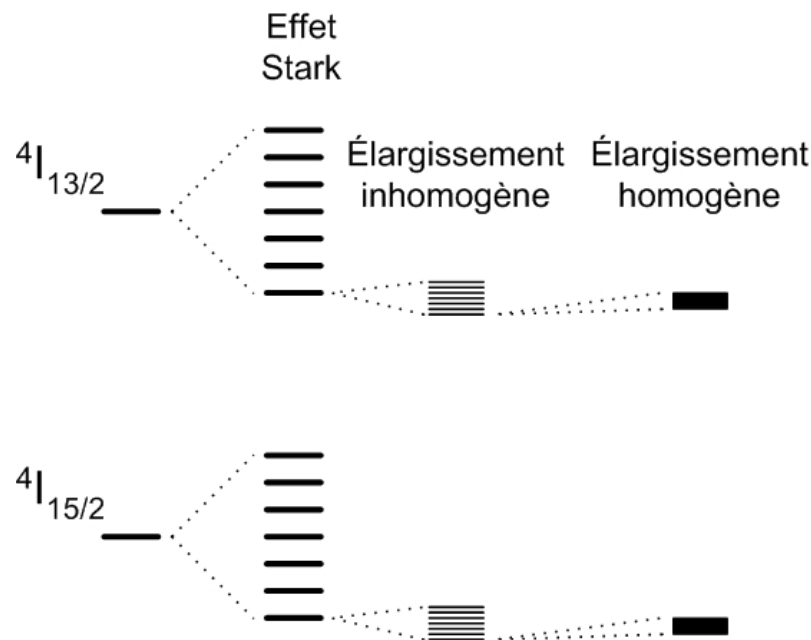


Figure 2.17 : Schéma énergétique décrivant en détails la structure de l'ion Er^{3+} ^[29].

La conséquence majeure de l'élargissement d'une transition apparaît dans la saturation du gain^{[5]-[6]}. La figure 2.18 présente la saturation dans le cas de milieux de gain à élargissements homogène et inhomogène. Dans le cas homogène, une longueur d'onde signal donnée interagit de façon équiprobable avec tous les ions du milieu de gain. Le gain sature donc de manière uniforme sur toute la plage d'étude. Dans le cas de l'élargissement inhomogène, une longueur d'onde interagit avec une fraction des ions excités et la saturation du gain se produit sur une bande spectrale limitée autour

de la longueur d'onde amplifiée. Dans ce dernier cas, on observe un « trou » dans le spectre de gain (*spectral hole burning*).

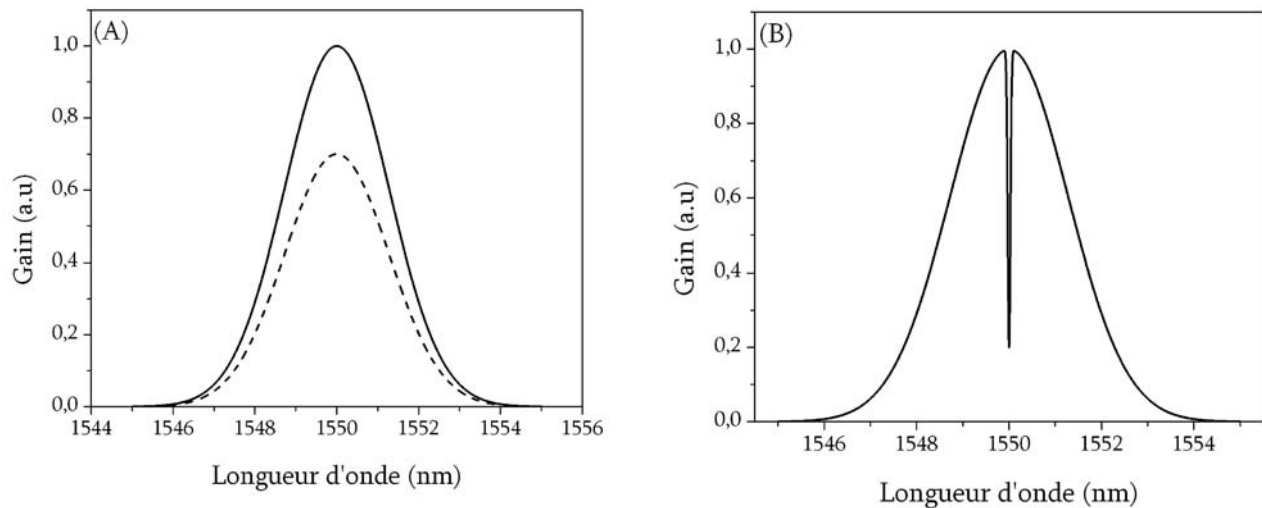


Figure 2.18 : Saturation du gain par un signal fort. (A) Saturation dans le cas d'un milieu à élargissement homogène. (B) Saturation dans le cas d'un milieu à élargissement inhomogène.

Dans le cas de l'erbium, le processus dominant à température ambiante est toujours difficile à déterminer. En pratique, les deux élargissements sont présents dans les fibres dopées à l'erbium. D'une part, l'énergie de phonon et le couplage électron-phonon^[8] sont élevés ce qui induit un l'élargissement homogène non-négligeable. Et d'autre part, l'élargissement inhomogène ne peut pas être négligé du fait du nombre des sites différents occupés par l'erbium dans la matrice de silice^{[8]-[7]}. On définit alors l'erbium comme un milieu majoritairement à élargissement homogène à température ambiante.

b) Systèmes à trois niveaux

Nous avons vu au paragraphe II.2.1 que plusieurs longueurs d'onde de pompe peuvent être utilisées pour créer l'inversion de population dans l'erbium. Cependant, les valeurs 980 et 1480 nm sont les plus courantes pour le pompage des lasers à fibre dopée à l'erbium car la technologie des diodes laser associée à ces longueurs d'onde permet d'obtenir des sources de haute puissance, fiables et compactes. De plus l'absorption à partir des états excités est réduite. Les transitions énergétiques impliquées sont cependant différentes dans les deux schémas de pompage. Dans le cas d'une longueur d'onde de 980 nm, on obtient un système à trois niveaux, tandis qu'à 1480 nm il s'agit d'un système à

deux niveaux seulement. Dans un système à trois niveaux (figure 2.19), le pompage permet le transfert d'un électron du niveau E_1 à E_3 , puis à l'aide d'une transition non radiative, cet électron peuple le niveau E_2 . La transition radiative s'effectue entre le niveau E_2 et E_1 . Suite à la transition radiative, l'électron est de nouveau disponible pour le pompage. Dans un système à trois niveaux, puisque le niveau inférieur de la transition radiative est aussi le niveau fondamental, il peut y avoir absorption du signal par les ions se trouvant dans l'état fondamental. Il est donc nécessaire de pomper un nombre important d'ions dans l'état excité avant d'obtenir du gain. Typiquement, une inversion de population de 50 % permettra d'observer du gain sur toute la plage spectrale. En raison de cette propriété physique, les seuils de puissance de pompe nécessaires au fonctionnement d'un système laser à trois niveaux sont relativement élevés.

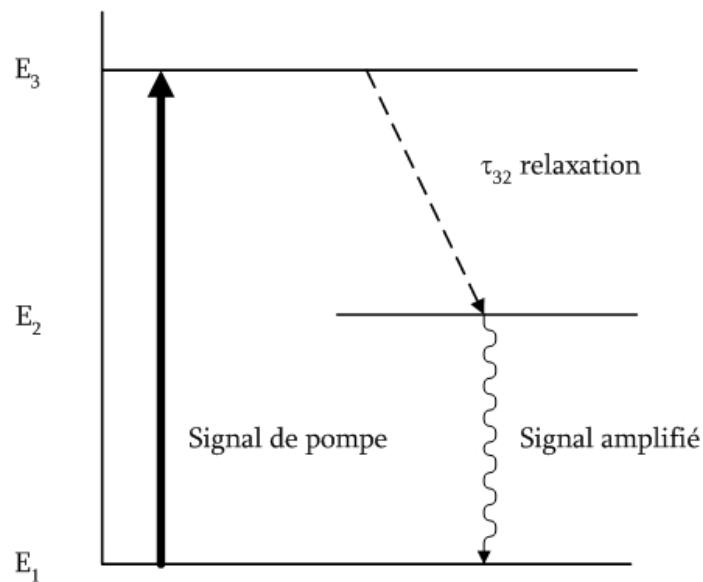


Figure 2.19 : Schématisation d'un système à trois niveaux (Erbium @ 1550 nm).

Enfin, mentionnons que si la longueur du milieu de gain est trop importante, dans le cas d'un système à trois niveaux, on peut observer une absorption du signal par le segment de fibre sur lequel le pompage est insuffisant.

Lorsqu'on utilise un pompage à 1480 nm, l'analyse de la figure 2.20 montre que la section efficace d'émission n'est pas nulle pour la longueur d'onde 1480 nm ce qui empêche d'avoir une inversion complète du milieu de gain. Cette propriété fait en sorte de dégrader légèrement la figure de bruit des amplificateurs pompés à 1480 nm comparativement à ceux pompés à 980 nm.

c) Les sections efficaces d'absorption et d'émission

Si on considère une transition entre deux niveaux énergétiques, la probabilité d'absorber ou d'émettre un photon d'énergie $\hbar\omega = E_2 - E_1$ est proportionnelle aux sections efficaces d'absorption et d'émission.

La transition $^4I_{13/2} - ^4I_{15/2}$ de l'erbium s'effectue entre deux bandes d'énergie constituées de plusieurs sous-niveaux. La présence de gain résulte de la différence entre les sections efficaces d'absorption et d'émission de ces bandes. En effet, celles-ci sont la somme des sections efficaces correspondant aux transitions entre les différents niveaux pondérées par la probabilité d'occupation de ces niveaux. Un exemple typique de sections efficaces dans une fibre de silice dopée à l'erbium est présenté à la figure 2.20. Dans de nombreux matériaux amplificateurs, les sections efficaces d'émission et d'absorption sont égales pour les transitions entre deux niveaux énergétiques donnés. Comme l'illustre la figure 2.20, ce n'est pas le cas pour l'erbium à température ambiante puisque les sections efficaces réfèrent à des transitions entre des bandes de niveaux. En effet, les deux niveaux formant la transition radiative de l'erbium sont constitués de plusieurs sous-niveaux, de fait, la répartition des ions dépendant de la thermalisation est inégale entre les différents sous niveaux.

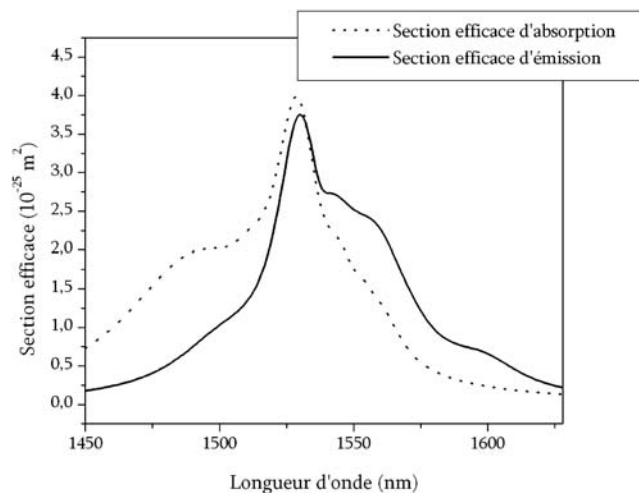


Figure 2.20 : Sections efficaces d'émission et d'absorption de la fibre HP980 de la compagnie Lucent Technologies.

La mesure précise des sections efficaces de l'erbium est très délicate et la littérature contient de nombreux documents décrivant différentes techniques de mesures^{[34]-[38]}. Une connaissance précise

de ces paramètres est néanmoins très importante pour la conception de lasers à fibre dopée à l'erbium dans la mesure où la forme spectrale du gain dépend directement des sections efficaces d'émission et d'absorption du milieu^[5] (équation 2.9) :

$$G(\lambda) = (\sigma^e(\lambda)N_2 - \sigma^a(\lambda)N_1) \quad (2.9)$$

où $\sigma^e(\lambda)$ et $\sigma^a(\lambda)$ représente respectivement les sections efficaces d'émission et d'absorption. N_2 et N_1 représentent respectivement les populations des niveaux E_2 et E_1 définis sur la figure 2.19. Un exemple de la forme spectrale du gain résultant de cette relation est présenté à la figure 2.21. L'analyse de cette figure indique que la forme spectrale du gain dépend non seulement des sections efficaces du milieu mais aussi de son inversion moyenne. Cette observation sera très importante lors de la conception de nos cavités lasers car, comme nous le verrons tout au long de ce document, il est possible de contrôler la platitude du spectre de sortie d'un laser multi-longueurs d'onde en fixant le niveau d'inversion avec soin.

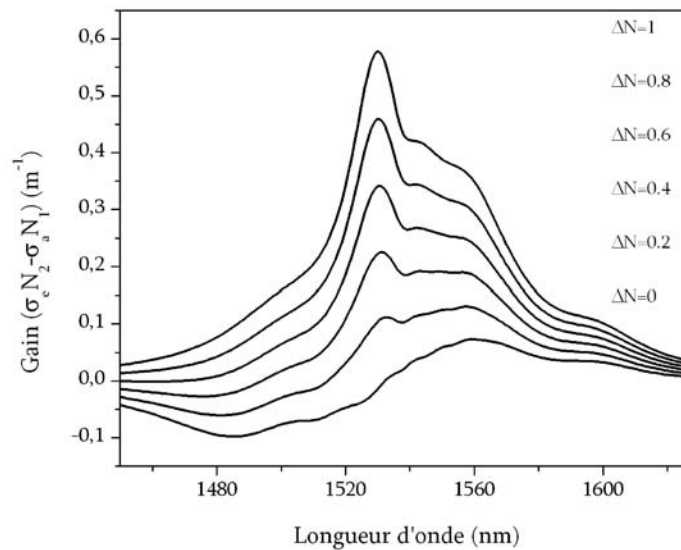


Figure 2.21 : Spectre de gain calculés pour la fibre HP 980 de la compagnie Lucent Technologies en fonction de l'inversion de population.

Ainsi, lorsque l'inversion de population est proche de 68%, le gain présente une région relativement plate sur une plage spectrale allant de 1542 à 1560 nm^[39]. Cette propriété et cette région spectrale sont couramment utilisées dans le domaine des sources multi-longueurs d'onde afin d'assurer une platitude du spectre de sortie du laser de bonne qualité.

II.3.2 Milieu de gain: modélisation

Au cours de nos expériences, deux types de fibre dopée erbium ont été utilisés. La fibre HP980 (Fibre A) fournie par la compagnie Lucent Technologies et la fibre EDF-C 1400 (Fibre B) de la compagnie Coractive. Nous souhaitons, à présent, discuter des propriétés amplificatrices de ces deux fibres. Les principaux paramètres de ces fibres sont présentés dans le tableau 2.2. Comme source de pompage, nous avons utilisé deux types de diodes laser, la première possède une longueur d'onde de 980 nm et une puissance de sortie maximale de 120 mW, la seconde émet à la longueur d'onde de 1480 nm et possède une puissance de sortie de 250 mW. Nous verrons au cours de ce paragraphe comment le gain dépend de la longueur d'onde et de la puissance utilisée lors du pompage.

Tableau 2.1: Principales caractéristiques des deux fibres dopées erbium utilisées lors des expériences.

	Type	Ouverture numérique	Absorption @ 980 nm	Absorption @ 1480 nm	Rayon du cœur (μm)	Longueur d'onde de coupure	Atténuation
Lucent Fibre (A)	HP 980	0.2	2.2-4.3 dB/m	1.15 dB/m	1.8	800-950 nm	< 3 dB/km @ 1200 nm
Coractive Fibre (B)	EDF-C 1400	0.19 ± 0.02	14 dB/m	13.7 dB/m	3.5	900 ± 50 nm	<10 dB/km @1200 nm

La prochaine section expose les concepts théoriques utilisés pour simuler un milieu de gain erbium. Dans la section suivante, les simulations numériques permettant d'évaluer la qualité des deux fibres que nous nous proposons d'utiliser comme milieu amplificateur, seront analysées.

a) Modèle théorique d'un amplificateur à fibre dopée erbium

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'ion erbium peut être décrit par un système à trois niveaux lorsque la longueur d'onde de 980 nm est utilisée. Cependant, afin de simplifier la modélisation, il est possible de le réduire à un système à deux niveaux. En effet, la transition non radiative entre le niveau supérieur $^4I_{11/2}$ et le niveau $^4I_{13/2}$ est suffisamment rapide pour considérer que le niveau supérieur est vide^[6]. Cette approximation est donc pleinement fondée pour les longueurs d'onde de pompe 980 et 1480 nm.

Ainsi les équations d'évolution des populations d'un système à deux niveaux sont le point de départ de la modélisation d'un amplificateur optique à fibre dopée erbium, et s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = (\sigma_s^a N_1 - \sigma_s^e N_2) \frac{P_s}{h\nu_s A_{\text{eff}}} - (N_2 \sigma_p^e - N_1 \sigma_p^a) \frac{P_p}{h\nu_p A_{\text{eff}}} + (N_1 \sum_j \frac{\sigma^a(\nu_j) P_{\text{ESA}}(\nu_j)}{h\nu_j A_{\text{eff}}} - N_2 \sum_j \frac{\sigma^e(\nu_j) P_{\text{ESA}}(\nu_j)}{h\nu_j A_{\text{eff}}}) - \frac{N_2}{\tau} \\ \frac{dN_1}{dt} = (\sigma_s^e N_2 - \sigma_s^a N_1) \frac{P_s}{h\nu_s A_{\text{eff}}} - (N_1 \sigma_p^a - N_2 \sigma_p^e) \frac{P_p}{h\nu_p A_{\text{eff}}} + (N_2 \sum_j \frac{\sigma^e(\nu_j) P_{\text{ESA}}(\nu_j)}{h\nu_j A_{\text{eff}}} - N_1 \sum_j \frac{\sigma^a(\nu_j) P_{\text{ESA}}(\nu_j)}{h\nu_j A_{\text{eff}}}) + \frac{N_2}{\tau} \end{cases}$$

N_2 et N_1 représentent respectivement population du niveau supérieur et du niveau fondamental de la structure énergétique, σ_s^e , σ_s^a , σ_p^e et σ_p^a définissent les sections efficaces d'émission et d'absorption pour la longueur d'onde de signal et de pompe et $\sigma^a(\nu_j)$ et $\sigma^e(\nu_j)$, les sections efficaces d'absorption et d'émission pour chaque fréquence composant le signal d'ESA, $P_{\text{ESA}}(\nu_j)$. Ce signal est en fait la somme de l'ESA co-propagative, P_{ESA}^+ et de l'ESA contra-propagative, P_{ESA}^- . ν_s et ν_p sont les fréquences du signal et de la pompe, h est la constante de Planck et A_{eff} l'aire effective du mode LP₀₁.

Les équations d'évolution des populations décrivent en fait un bilan des transitions entre les deux bandes d'énergie. En effet, l'absorption du signal de pompe augmente le niveau supérieur tandis que le signal optique entraîne des transitions radiatives vers le niveau fondamental. L'autre phénomène à l'origine du dépeuplement du niveau supérieur est la transition spontanée, caractérisée par la constante de temps de vie τ .

Les simulations numériques d'amplificateurs optiques nécessitent rarement l'étude du régime transitoire. En fait, la plupart des études sont réalisées dans le cas stationnaire. On peut alors facilement obtenir une expression analytique de N_2 et N_1 dans ce cas de figure. Sachant que la concentration d'erbium N est égale à $N_2 + N_1$, N_2 peut s'exprimer de la manière suivante :

$$N_2 = \frac{\frac{\tau\sigma_s^a}{h\nu_s A_{\text{eff}}} P_s + \sum_j \frac{\tau\sigma^a(\nu_j)}{h\nu_j A_{\text{eff}}} P_{\text{ESA}}(\nu_j) + \frac{\tau\sigma_p^a}{h\nu_p A_{\text{eff}}} P_p}{\frac{\tau(\sigma_s^a + \sigma_s^e)}{h\nu_s A_{\text{eff}}} P_s + \sum_j \frac{\tau(\sigma^a(\nu_j) + \sigma^e(\nu_j))}{h\nu_j A_{\text{eff}}} P_{\text{ESA}}(\nu_j) + \frac{\tau(\sigma_p^a + \sigma_p^e)}{h\nu_p A_{\text{eff}}} P_p} N \quad (2.10)$$

Tel que représenté à la figure 2.22 la modélisation d'un amplificateur à fibre optique dopée à l'erbium nécessite le calcul de l'évolution de quatre quatités. Tout d'abord la puissance du signal de pompe (P_p) nécessaire afin d'inverser le milieu de gain et la puissance du signal à la longueur d'onde amplifiée (P_s). On doit enfin considérer les puissances des deux signaux d'émission spontanée amplifiée (ESA) co et contra-propagatif (P_{ESA}^+ et P_{ESA}^-). Ces deux quantités sont la somme de toutes les puissances de l'ESA aux différentes longueurs d'onde de la bande spectrale d'étude.

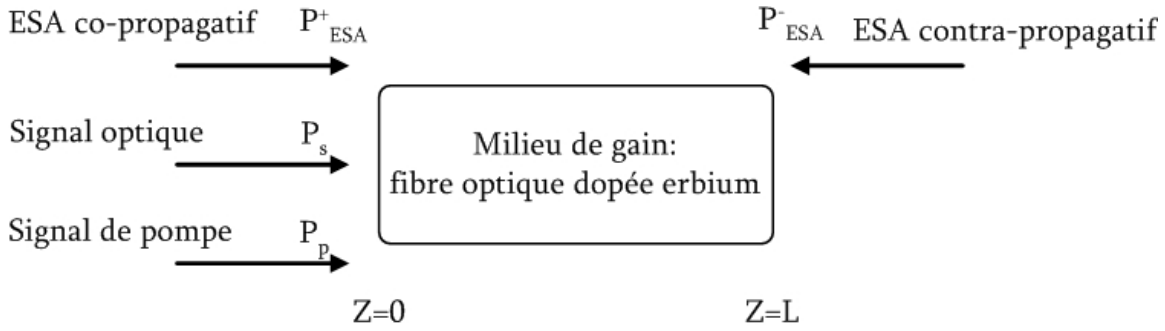


Figure 2.22: Schématisation d'un amplificateur à fibre dopée erbium.

De la même façon que pour les équations d'évolution des populations, nous nous plaçons dans le cas stationnaire pour établir l'évolution des signaux optiques. Le comportement de cette dernière est fonction de la propagation dans la fibre dopée. Cette évolution peut alors s'écrire à l'aide d'équations différentielles (2.11),

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p}{dz} = (N_2\sigma_p^e - N_1\sigma_p^a)P_p - \alpha_p P_p \\ \frac{dP_s}{dz} = (N_2\sigma_s^e - N_1\sigma_s^a)P_s - \alpha_s P_s \\ \frac{dP_{\text{ESA}}^+(\nu_j)}{dz} = (N_2\sigma^e(\nu_j) - N_1\sigma^a(\nu_j))P_{\text{ESA}}^+(\nu_j) + N_2\sigma^e(\nu_j)h\nu_j\Delta\nu_j - \alpha_{\nu_j} P_{\text{ESA}}^+(\nu_j) \\ \frac{dP_{\text{ESA}}^-(\nu_j)}{dz} = -(N_2\sigma^e(\nu_j) - N_1\sigma^a(\nu_j))P_{\text{ESA}}^-(\nu_j) - N_2\sigma^e(\nu_j)h\nu_j\Delta\nu_j + \alpha_{\nu_j} P_{\text{ESA}}^-(\nu_j) \end{array} \right. \quad (2.11)$$

dans lesquelles, α_p , α_s et α_{vj} , représentent respectivement les pertes de propagation pour le signal de pompe, pour le signal optique et pour l'ESA. Les deux premières équations caractérisent l'évolution du signal de pompe et du signal optique. Les deux dernières décrivent l'évolution du signal d'ESA. Nous remarquons que l'évolution de l'ESA se divise en deux parties. Tout d'abord, l'amplification est décrite par le premier terme des deux dernières équations. Ensuite, un terme d'émission spontanée s'ajoute à cette amplification. Nous sommes conscients que les puissances de pompe, P_p , de signal, P_s , d'ESA, P_{ESA} ainsi que les populations N_j évoluent en fonction des coordonnées transverses. Cependant afin de ne pas surcharger inutilement les expressions mathématiques nous considérons que ces quantités ont été intégrées le long de ces coordonnées. La résolution du système d'équation (2.11) avec l'aide de (2.10), permet d'analyser les propriétés amplificatrices des deux fibres optiques disponibles et d'en tirer des conclusions d'intérêt pour nos travaux. Le paragraphe suivant expose ces observations.

b) Simulations numériques des deux fibres dopées erbium

La résolution du système d'équation (2.11) est couramment réalisée à l'aide de la méthode Runge-Kutta d'ordre 4. La description de cette méthode standard ainsi que le code en langage C sont présentés avec plus de détails à l'annexe A. Les premières simulations réalisées concernent l'étude du gain du milieu amplificateur défini de la manière suivante :

$$\text{Gain} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_0}{P_L} \right)$$

où P_0 est la puissance du signal en entrée du milieu amplificateur et P_L la puissance en sortie. La résolution du système (2.11) nous a permis de calculer le gain pour deux longueurs d'onde de signal, 1530 et 1550 nm, avec une puissance d'entrée de -40 dBm. Nous avons réitéré ce calcul pour un signal de pompe à la longueur d'onde de 980 nm d'une part et de 1480 nm d'autre part. Les résultats de ces simulations sont présentés à la figure 2.23.

La première observation est que le gain petit signal obtenu avec la fibre (B) est plus important que celui obtenu avec la fibre (A). En effet, pour un signal à 1530 nm et une longueur d'onde de

pompe à 980 nm, le gain vaut 48 dB dans le cas de la fibre (B) et 43 dB pour la fibre (A) lorsqu'une puissance de pompe de 120 mW est utilisée. Cette différence de gain passe par l'analyse du tableau 2.2. Tout d'abord, celui-ci indique que l'absorption à 980 nm de la fibre (B) est plus importante que celle de la fibre (A). Ceci s'explique par le fait que la fibre de la société Coractive est fortement dopée ($2.61.10^{25}$ ions.m⁻³) comparativement à la fibre (B) ($2.61.10^{23}$ ions.m⁻³). Il est à noter que malgré ce fort dopage, la fibre (B) ne présente pas de problème de solubilité des ions erbium.

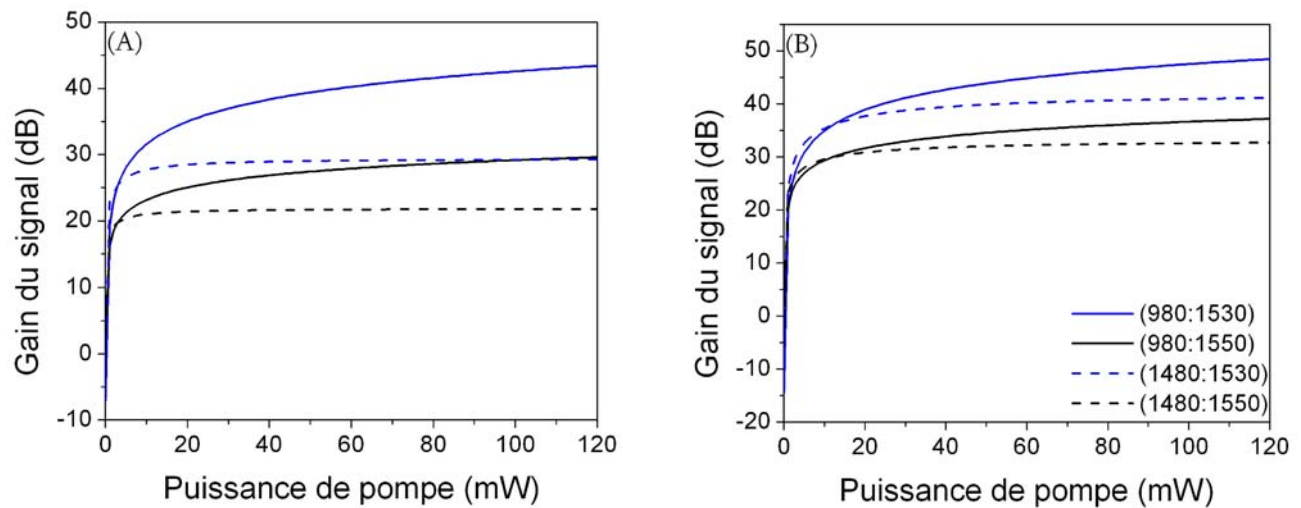


Figure 2.23: Analyse du gain petit signal en fonction de la puissance de la pompe pour les deux fibres étudiées. (A) résultats obtenus avec la fibre (A). (B) résultats obtenus avec la fibre (B).

Cependant, toujours d'après le tableau 2.2, on observe que le rayon du cœur de la fibre (B) est plus important que celui de la fibre (A), et par voie de conséquence le facteur de recouvrement est plus important dans le cas de la fibre (B), (figure 2.24).

Le facteur de recouvrement représente la surface de recouvrement entre la distribution des dopants au cœur de la fibre et la distribution modale du champ. Une forte valeur du facteur Γ implique que le mode de propagation qui se propage dans la fibre dopée à l'erbium recouvre mieux la zone où se trouve les dopants maximisant ainsi la probabilité de recombinaisons radiatives.

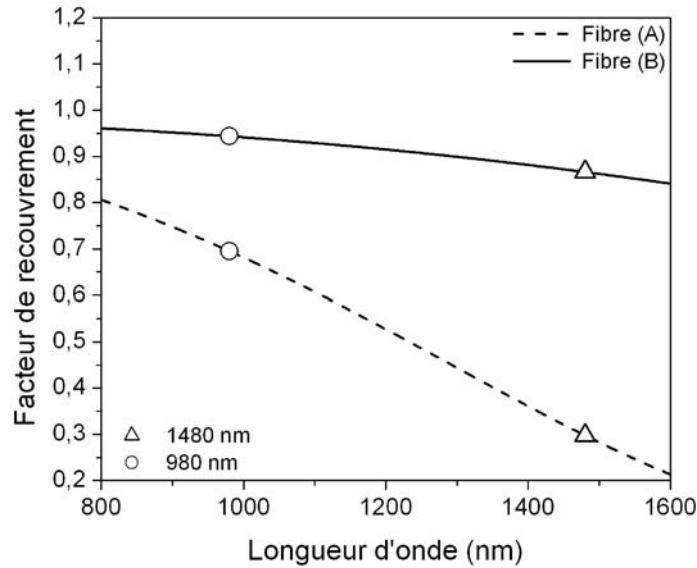


Figure 2.24 : Facteur de recouvrement Γ calculé pour les deux fibres.

Si nous poursuivons l'analyse de la figure 2.23, nous observons qu'un pompage à la longueur d'onde de 980 nm génère un gain plus important qu'à la longueur d'onde de pompe de 1480 nm. Ceci est dû au fait qu'un pompage à 980 nm permet d'obtenir une inversion de population plus importante.

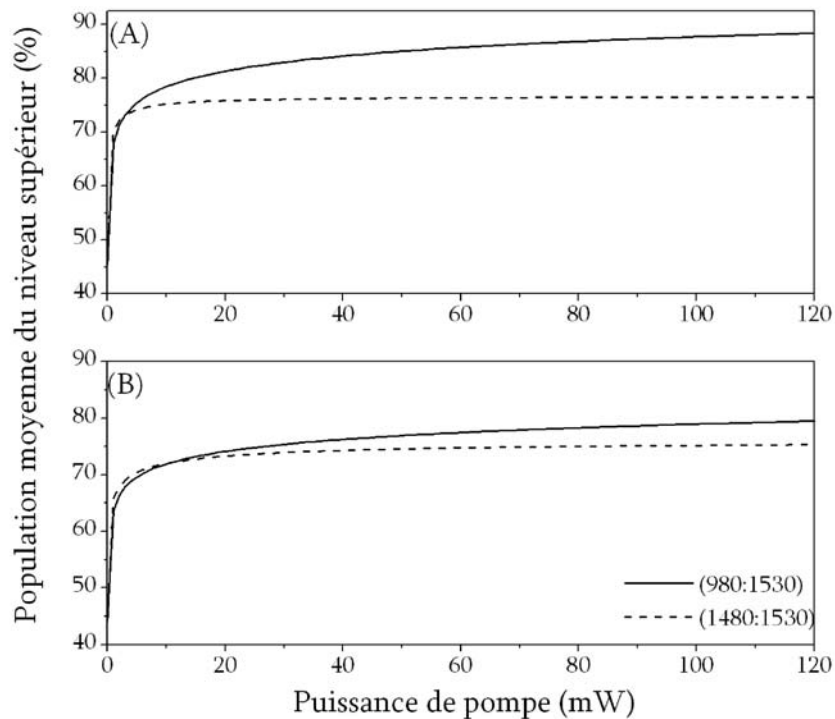


Figure 2.25 : Population moyenne du niveau supérieur calculée pour les deux fibres. (A) Fibre (A) de la compagnie Lucent. (B) Fibre (B) de la compagnie Coractive.

En effet, la figure 2.25 montre que quel que soit le type de fibre utilisée, la population du niveau supérieur est toujours plus importante pour la longueur d'onde 980 nm. Cette caractéristique provient du fait que l'inversion de population est toujours incomplète avec un pompage à 1480 nm même pour des puissances de pompe élevées car la section efficace d'émission à cette longueur d'onde n'est pas nulle. Il y a donc émission de lumière à la longueur d'onde de pompe, et les ions erbium ayant participé à cette transition sont perdus pour l'amplification du signal. Dans le cas d'un pompage à 980 nm, la section efficace d'émission est nulle et l'inversion de population participe uniquement à l'amplification du signal et à la génération d'émission spontanée. Afin d'approfondir la compréhension du processus d'amplification, il est intéressant d'analyser l'évolution des puissances optiques et des populations le long de la fibre optique. À partir de cet instant toutes ces simulations seront réalisées pour un signal dont la longueur d'onde est centrée autour de 1530 nm.

La figure 2.26 présente les résultats de la simulation de la population du niveau N_2 dans la fibre (A) pour les deux longueurs d'onde de pompe, 980 et 1480 nm. La première observation remarquable est la différence d'uniformité de l'inversion de population suivant la longueur d'onde de pompe utilisée. En effet, dans le cas de la longueur d'onde de 1480 nm, la variation de la population du niveau supérieur le long de la fibre est plus faible que dans le cas du pompage à 980 nm.

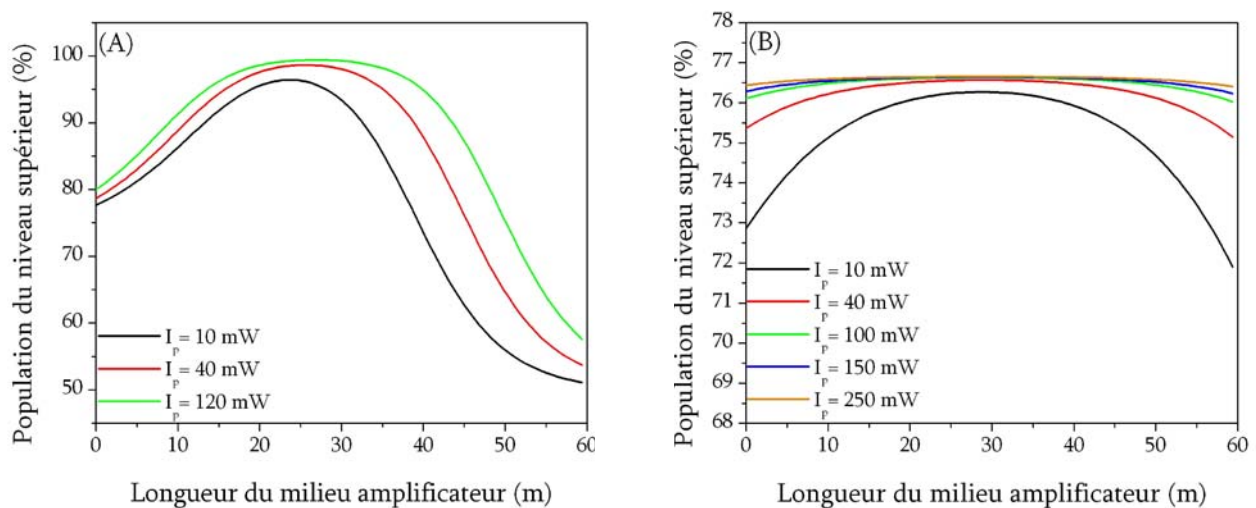


Figure 2.26 : Calcul de la population du niveau N_2 au cœur de la fibre (A) pour les deux longueurs d'onde de pompe. (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

Nous remarquons aussi que lorsque la longueur d'onde de 980 nm est utilisée pour le pompage, la population du niveau supérieur varie fortement le long de la fibre dopée. Pour mieux interpréter la variation de l'inversion de population, il est utile d'analyser la figure 2.27 qui représente l'ESA se propageant en co et contra-propagation dans la fibre dopée à l'erbium.

La figure 2.26 indique que l'inversion de population à l'entrée de la fibre est inférieure à celle au centre et ceci même si la puissance de pompe était maximale à cet endroit. L'explication de ce phénomène se trouve dans l'examen de la figure 2.27. Le début du milieu amplificateur correspond à la position où l'ESA contra-propagative est maximale. L'émission spontanée générée à la fin de la fibre dopée à l'erbium a pu être amplifiée par toute la longueur du milieu de gain avant d'atteindre le début de celui-ci. Le niveau de puissance d'ESA important provoque des transitions radiatives en grand nombre, ce qui a pour conséquence de saturer le milieu de gain. Cette zone de décroissance de la population du niveau supérieur est suivie d'une région où l'inversion est maximale sur plusieurs mètres formant ainsi un plateau. Là encore, l'explication se trouve dans l'analyse de la puissance d'ESA. En effet, cette partie de la fibre dopée est caractérisée par une puissance d'ESA plus faible. À cette position dans le milieu de gain, les puissances d'émission spontanée co ou contra-propagative ne sont pas encore assez importantes pour induire une diminution significative de l'inversion de population.

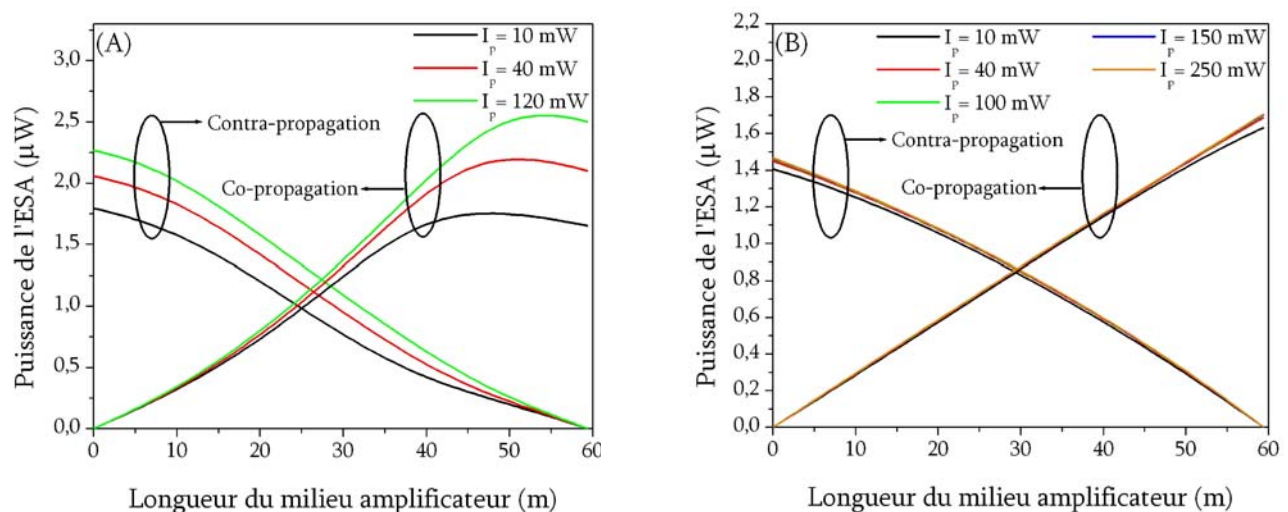


Figure 2.27 : Calcul de l'ESA co et contra-propagative pour la fibre (A).

(A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

Enfin, la fin du milieu de gain est une région où la population du niveau N_2 diminue de manière significative. Deux phénomènes sont à l'origine de cette diminution. Le premier est similaire à celui à l'origine de la diminution du niveau excité au début de la fibre amplificatrice. En effet, cette position dans le milieu de gain correspond à l'endroit où l'ESA co-propagative est maximale ce qui provoque une diminution de la population du niveau supérieur. La seconde explication se trouve dans l'étude de la figure 2.28. Celle-ci indique qu'à la fin du milieu de gain la puissance de pompe a été presque complètement absorbée et que par conséquent, il y a moins d'ions erbium disponibles pour effectuer une transition entre le niveau énergétique supérieur et le niveau fondamental.

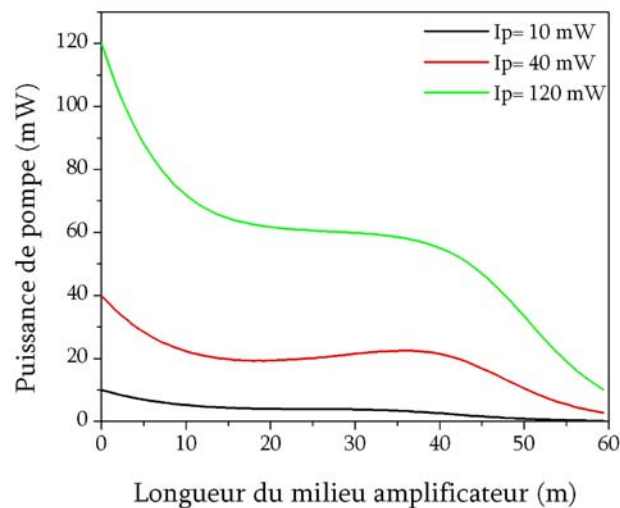


Figure 2.28 : Simulation de la propagation de la puissance de pompe dans la fibre (A) dans le cas d'un pompage à 980 nm.

A ce stade de notre étude, il est intéressant de connaître la conséquence de l'évolution du niveau N_2 , de l'ESA et de l'absorption de la pompe sur l'amplification du signal. La réponse est donnée par les résultats de simulations présentés à la figure 2.29 qui rendent compte de l'évolution du gain du signal le long de la fibre amplificatrice. Le gain étant proportionnel à $(\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1)$, l'évolution du gain le long de la fibre dopée est directement relié à l'évolution de la population du niveau supérieur. Dans le cas d'un pompage à 980 nm, la population du niveau N_2 a tendance à décroître à la fin de la fibre et la courbe de gain sature. Dans le cas du pompage à 1480 nm, le gain augmente linéairement car la population du niveau supérieur est sensiblement constante tout le long du milieu de gain.

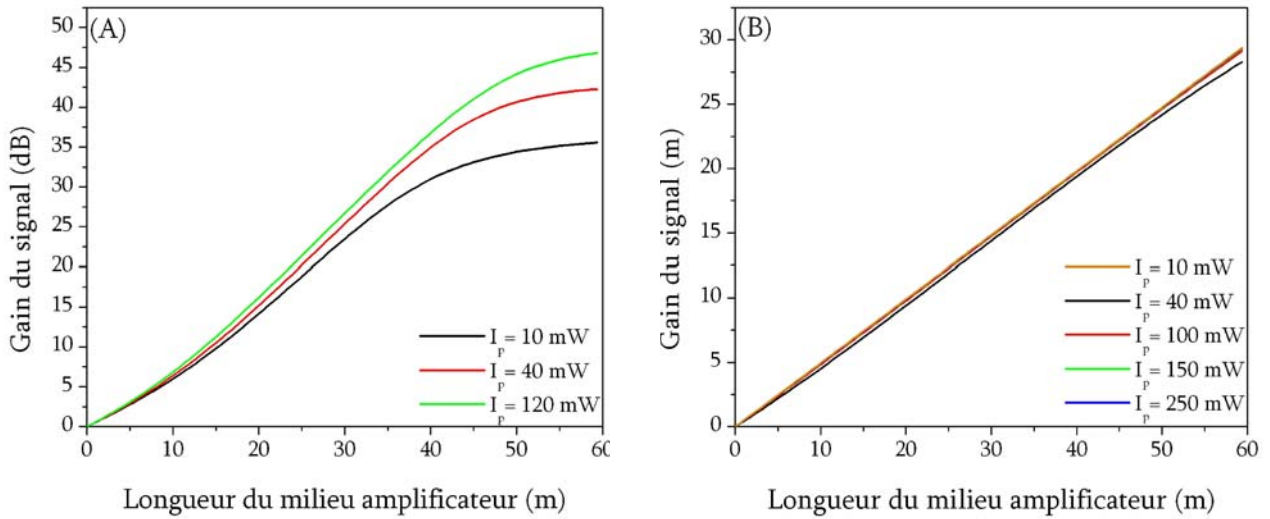


Figure 2.29 : Évolution du gain le long de la fibre (A). (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

Les simulations concernant la fibre (A) étant achevées, nous effectuons des simulations identiques avec la fibre EDF-C 1400 de la compagnie Coractive (fibre (B)). La principale différence entre la fibre (A) et la fibre (B) est le coefficient d'absorption du signal de pompe, ainsi que l'indique le tableau 2.2 qui fait apparaître un facteur 5 entre ces coefficients. La conséquence de cette différence est illustrée à la figure 2.31 où nous remarquons que la puissance de pompe est totalement absorbée après quelques mètres de propagation à l'intérieur du milieu de gain lorsque la longueur d'onde de pompe est égale à 980 nm.

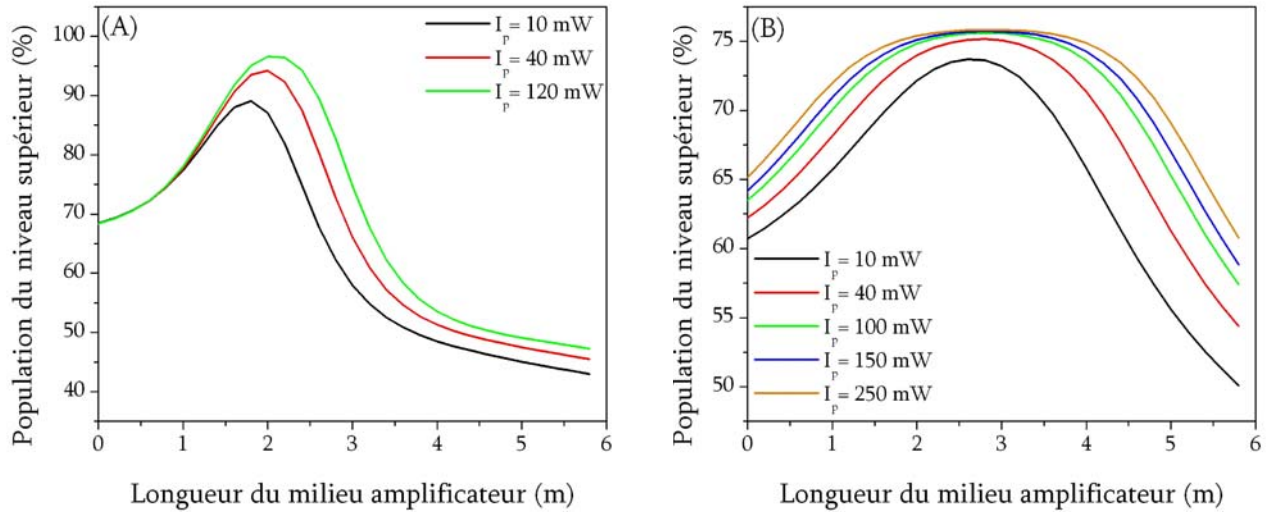


Figure 2.30 : Calcul de la population du niveau N_2 pour les deux longueurs d'onde de pompe dans le cas de la fibre (B). (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

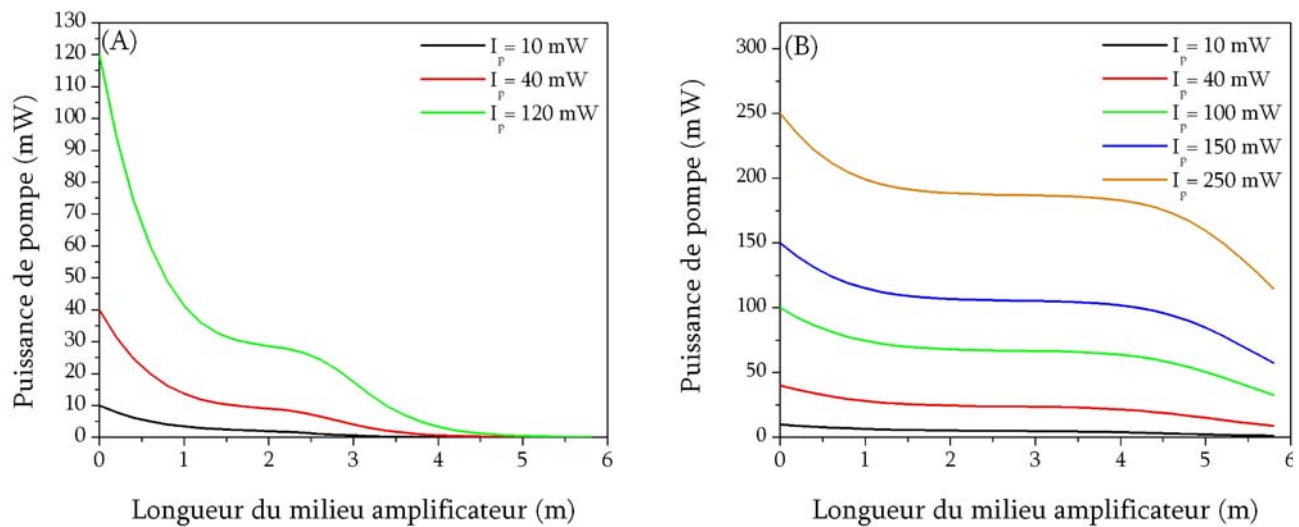


Figure 2.31 : Simulations de la propagation de la puissance de pompe dans la fibre (B). (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

Il en résulte que la fin de la fibre est très peu inversée. Dans le cas d'un pompage à 1480 nm la section efficace d'absorption étant plus faible et la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe étant non nulle induit une décroissance moins importante de la puissance de pompe. Comme dans le cas de la fibre (A), la population du niveau supérieur est plus faible au début de la fibre (B) (figure 2.30). Ceci est toujours dû au fait que l'ESA contra-propagative est maximale à cette position comme le confirme la figure 2.32. Cependant nous remarquons que dans les deux configurations de pompage, la population du niveau supérieur est moins uniforme que dans le cas de la fibre (A). Ceci est une conséquence de l'absorption plus rapide de la puissance de pompe.

À la figure 2.32, on note que l'ESA contra-propagative est maximale au début de la fibre, mais que la valeur de cette dernière est deux fois moins importante que dans le cas de la fibre (A) pour un pompage à 980 nm. Ceci s'explique par le fait que la fin de la fibre est beaucoup moins inversée, et de fait l'émission spontanée générée à la fin du milieu de gain est moins amplifiée lors de sa propagation. Par voie de conséquence, la valeur maximale au début de la fibre est plus faible. Nous pouvons aussi remarquer que l'ESA co-propagative n'est pas maximale à la fin de la fibre. Ceci est toujours une conséquence de la faible inversion du milieu de gain à cette position. En effet, l'émission spontanée générée au début de la fibre est fortement amplifiée car la population du niveau supérieur est

importante. Cependant, après quelques mètres de propagation cette inversion devient plus faible, atteignant même des niveaux inférieurs à 50%, synonyme d'absorption du signal.

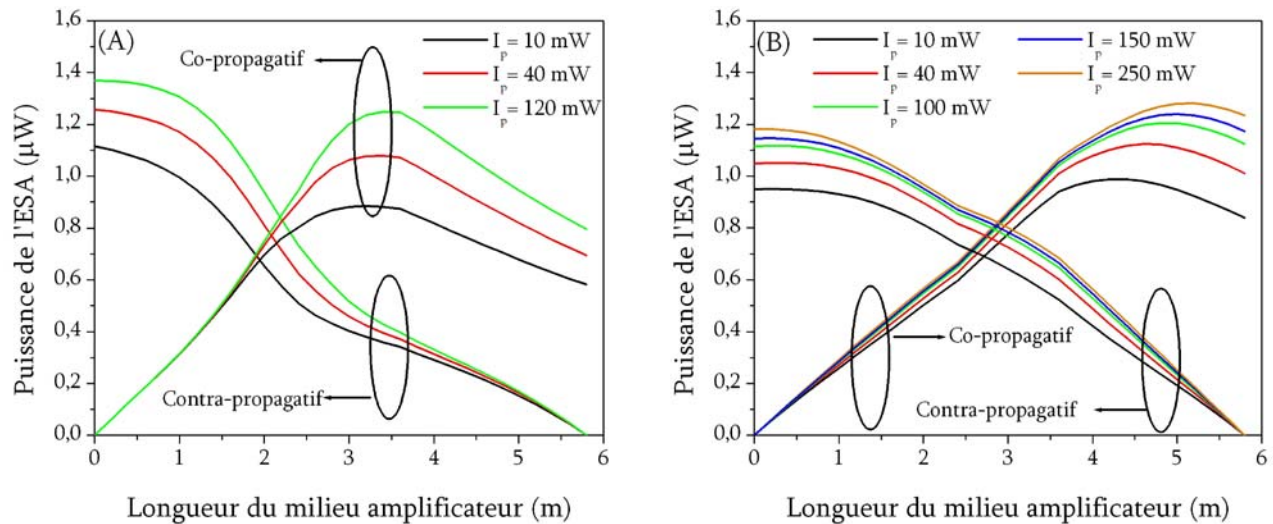


Figure 2.32 : Calcul de l'ESA co et contra-propagative pour la fibre (B).

(A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

De plus, tout comme dans le cas de l'ESA contra-propagative, le niveau maximal de l'ESA co-propagative est deux fois plus faible dans le cas de la fibre (B) que dans celui de la fibre (A) toujours dans le cas d'un pompage à 980 nm. Lorsque la longueur d'onde de pompe de 1480 nm est utilisée, la pompe est absorbée beaucoup moins rapidement ce qui permet à l'ESA de croître.

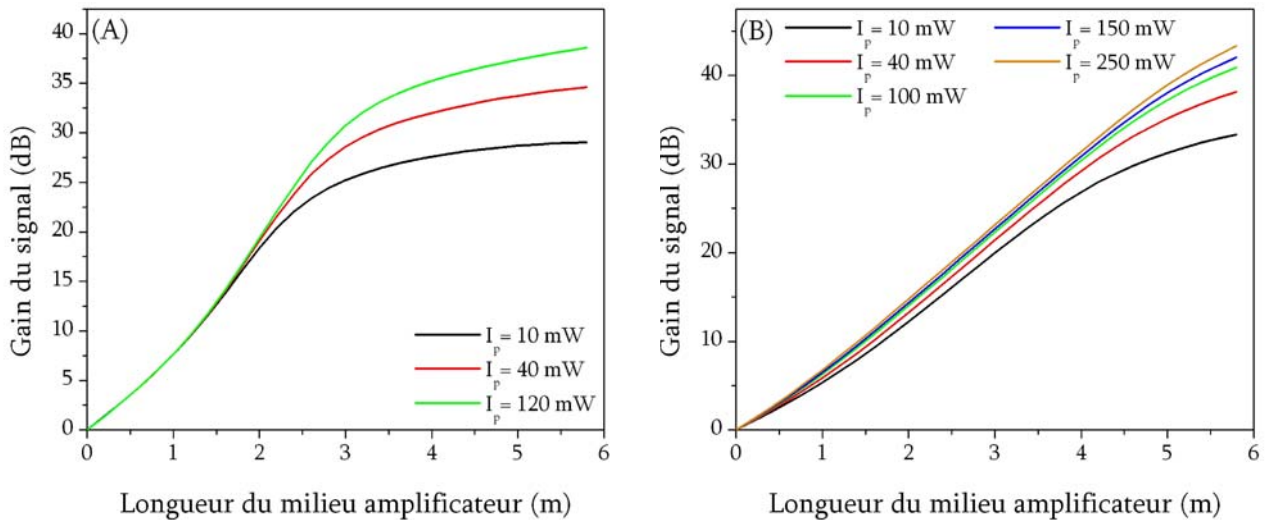


Figure 2.33 : Évolution du gain le long de la fibre (B). (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

Les conséquences de ce qui précède sont présentées à la figure 2.33. Nous remarquons que pour un pompage à la longueur de d'onde de 980 nm le gain est moins important que pour la fibre (A). La faible inversion et l'absorption rapide de la puissance de pompe en sont à l'origine. Cette fibre nécessiterait en fait une puissance de pompe plus importante à 980 nm. Dans le cas d'un pompage à 1480 nm le gain est supérieur à celui obtenu avec la fibre (A).

Nous pouvons d'ores et déjà tirer quelques conclusions de ces premières simulations. Du fait de son pouvoir d'absorption supérieur, la fibre (B) de la société Coractive semble pouvoir offrir de meilleurs résultats lorsqu'elle est utilisée comme milieu de gain. En effet, dans le cas d'un pompage à 1480 nm, le gain qu'elle peut fournir est supérieur à celui de la fibre (A). De plus, la longueur de fibre nécessaire à l'obtention du gain maximal est plus courte que dans le cas de la fibre de Lucent(A). Pour une application laser, cette particularité est très importante car elle permet d'obtenir un ISL plus grand. Enfin, le niveau d'ESA fourni par la fibre (B) est plus faible ou équivalent que celui de la fibre (A). Ceci est un autre avantage pour la réalisation de laser à fibre, car un niveau d'ESA plus faible implique que la source de bruit est moins importante. Pour certains régimes d'émission comme le régime de modes bloqués, la source de bruit, qui par définition a une phase aléatoire, peut perturber le bon fonctionnement du système laser.

Cette première série de simulations concernait la compréhension de la physique à l'origine du processus d'amplification. Nous souhaitons, à présent, discuter d'un point qui est plus en rapport avec l'optimisation du processus d'amplification. En effet, lorsqu'on conçoit un milieu amplificateur, que ce soit pour la réalisation d'un amplificateur optique ou d'un laser à fibre optique, on doit se poser la question suivante : quelle longueur de fibre doit-on utiliser ? Pour la réalisation d'un amplificateur optique, la longueur de fibre optimale est définie comme la longueur permettant d'obtenir le maximum de gain. Ainsi que nous l'avons vu sur les figures 2.29 et 2.33, le gain évolue au cours de la propagation du signal. Il commence par croître, passe par un maximum puis pourrait diminuer si la fibre dopée était plus longue. La figure 2.34 présente le calcul des longueurs optimales de fibre pour les deux types de fibre dans le cas d'un pompage à 980 nm. Le cas d'un pompage à 1480 nm est présenté à la figure 2.35.

Les résultats des figures 2.34 et 2.35 confirment les observations précédentes, à savoir que la fibre (B) nécessite des longueurs plus courtes que la fibre (A) car les coefficients d'absorption de la pompe à 980 et à 1480 nm sont plus importants.

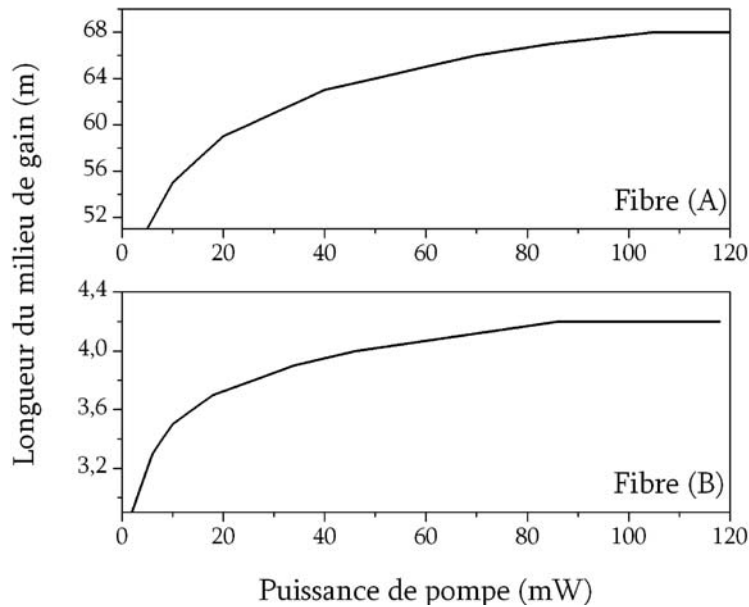


Figure 2.34 : Calcul de la longueur optimale de la fibre dopée erbium pour un pompage à 980 nm.

Cependant lorsqu'on utilise un milieu de gain pour la réalisation de lasers multi-longueurs d'onde la définition de longueur optimale est sensiblement différente de celle d'un amplificateur optique. Comme nous l'avons vu au paragraphe III.3.1 c), la forme spectrale du gain dépend de l'inversion et donc de la longueur de la fibre dopée. Pour une inversion moyenne égale à 68%, il existe une région où le gain est relativement plat^[39]. Or, un paramètre important pour les lasers multi longueurs d'onde est la platitude du spectre de sortie. En effet, pour que ce type de sources soit utilisable pour des applications courantes des lasers, il est nécessaire que la puissance de chaque ligne laser soit relativement égale. Nous proposons donc de redéfinir la longueur optimale d'un milieu de gain. Autrement dit, dans le cas des lasers multi longueurs d'onde, la longueur optimale du milieu de gain n'est plus la longueur de fibre permettant d'offrir le maximum de gain mais plutôt la longueur permettant une inversion de population de 68%. Une inversion plus faible implique, pour les mêmes valeurs de pertes, une fibre plus longue. La longueur de fibre optimale pour l'utilisation de l'amplificateur comme milieu de gain pour un laser multi-longueurs d'onde sera donc plus longue que celles calculées aux figures 2.34 et 2.35.

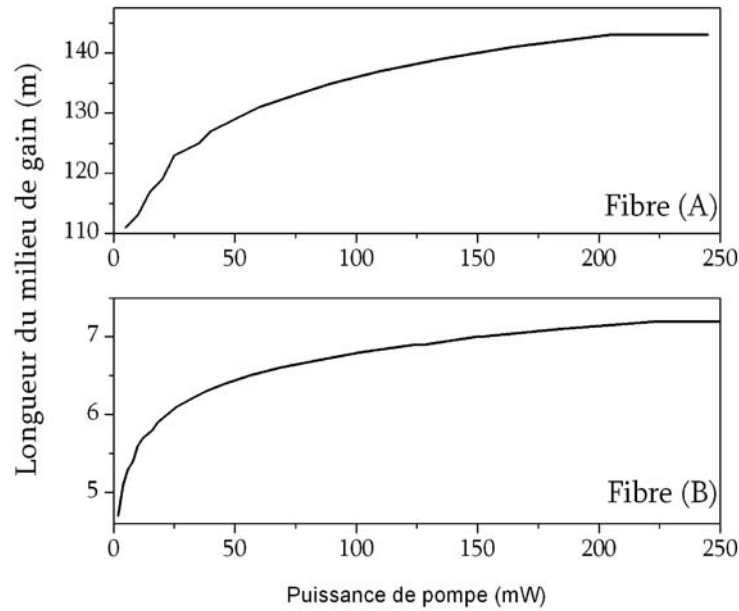


Figure 2.35 : Calcul de la longueur optimale de la fibre dopée erbium pour un pompage à 1480 nm.

Il est à noter que d'un point de vue expérimentale, l'optimisation de la longueur de fibre donc du milieu de gain est souvent faite en utilisant une méthode *d'essais-erreurs*. En pratique, on utilise une longueur de fibre plus importante que la longueur théorique puis on y réalise des coupes jusqu'à obtenir la platitude souhaitée.

c) Configuration utilisant un double pompage

Nous nous proposons maintenant d'étudier une configuration utilisant deux diodes de pompe. Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la puissance de pompe est rapidement absorbée dans le cas de la fibre (B). La conséquence en est que l'amplification du signal est limitée dans la mesure où la fin de la fibre dopée est très peu inversée. Afin d'accroître le coefficient de gain, il est possible d'ajouter une diode de pompe à la fin de la fibre. La faible inversion de la fin de la fibre sera donc compensée par un apport d'énergie de pompe.

La procédure numérique pour la simulation d'une configuration à double pompe est sensiblement identique à celle d'une pompe unique. La différence réside dans le fait que l'on doit

ajouter l'équation différentielle suivante au système (2.11) afin de modéliser le signal de pompe en contra-propagation.

$$\frac{dP_p^-}{dz} = -(N_2\sigma_p^e - N_1\sigma_p^a)P_p^- + \alpha_p P_p^- \quad (2.12)$$

De plus, les conditions aux limites doivent être modifiées afin de prendre en compte le fait que le signal de pompe en contra-propagation est injecté à la fin du milieu de gain. Sous ces conditions, il est alors possible de calculer le gain pour les deux longueurs d'onde de pompe. Nous choisissons une fibre de 4 mètres dans le cas du pompage à 980 nm et de 6 mètres pour le pompage à 1480 nm ce qui correspond aux longueurs optimales représentées aux figures 2.34 et 2.35.

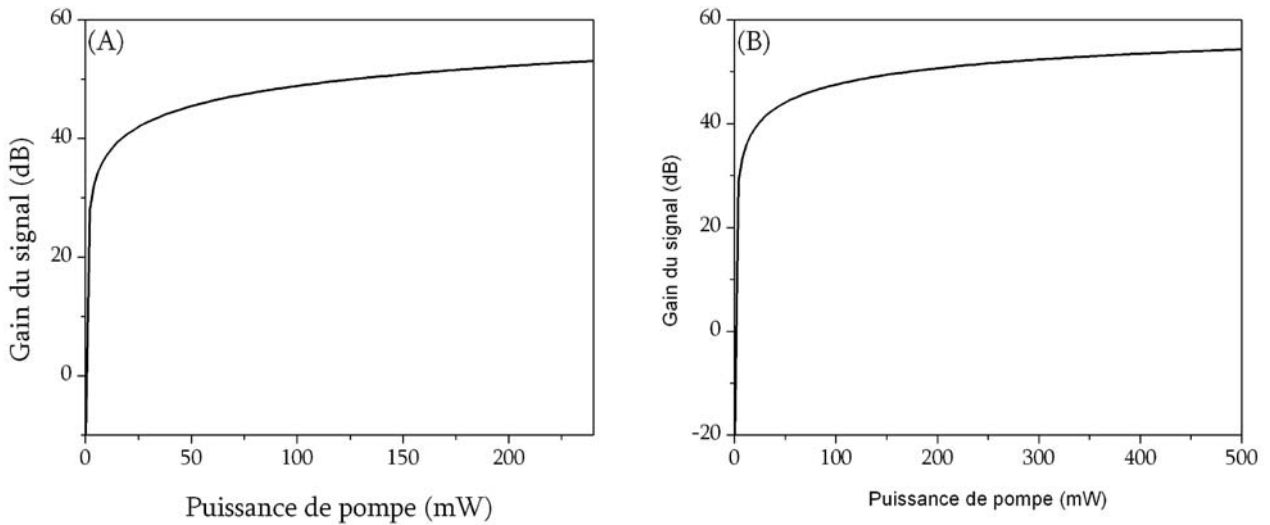


Figure 2.36 : Analyse du gain petit signal en fonction de la puissance de la pompe pour la fibre (B) dans une configuration de double pompage. (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

La figure 2.36 montre que dans les deux cas, le gain maximal est supérieur à celui obtenu avec une configuration de simple pompe, ce qui semble naturel. En effet, lorsque la fibre est pompée avec une longueur d'onde de 980 nm le gain maximal est de 53 dB, et dans le cas du pompage à 1480 nm, celui-ci est égal à 54.3 dB.

La figure 2.37 représente l'évolution des puissances de pompe en co et contra-propagation. L'analyse indique que l'absorption de la puissance de pompe est plus élevée dans le cas du pompage à

980 nm que lorsque la longueur d'onde de 1480 nm est utilisée. Ceci est toujours dû à la différence des sections efficaces d'absorption entre les deux longueurs d'onde.

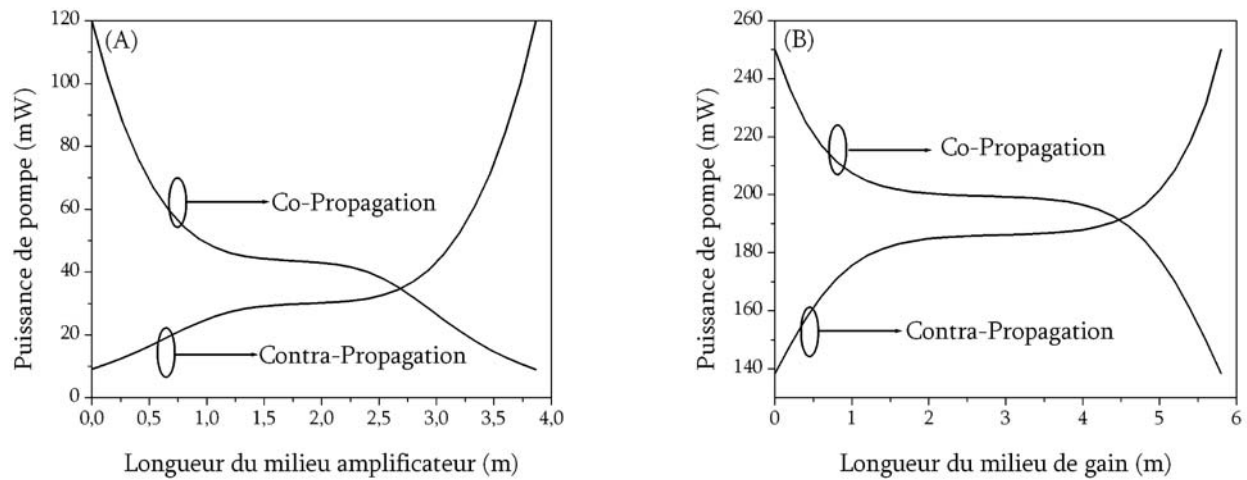


Figure 2.37 : Simulations de la propagation de la puissance de pompe en co et contra-propagation dans le milieu de gain (fibre (B)). (A) $\lambda_p = 980$ nm. (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

L'intérêt du pompage contra-propagatif apparaît lors de l'analyse des figures 2.38 et 2.39.

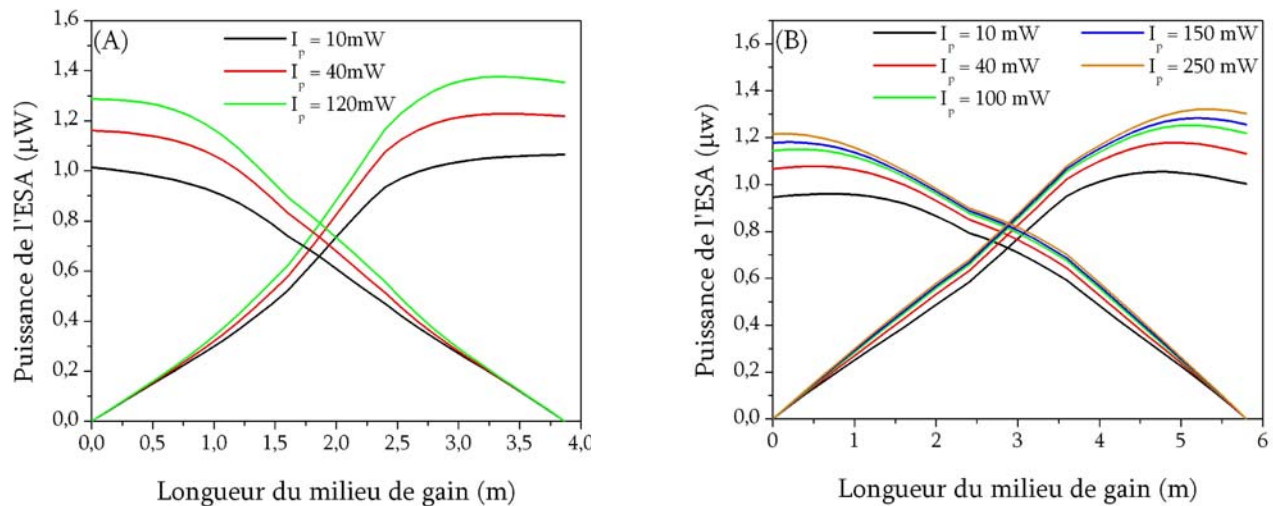


Figure 2.38 : Calcul de l'ESA co et contra-propagative dans la fibre (B). (A) $\lambda_p = 980$ nm
 (B) $\lambda_p = 1480$ nm.

La puissance de pompe contra-propagative permet d'entretenir le processus d'amplification du signal sur toute la longueur de la fibre. Le résultat est donc un gain plus important. L'inconvénient d'un gain plus important est une augmentation de la puissance d'ESA co-propagative.

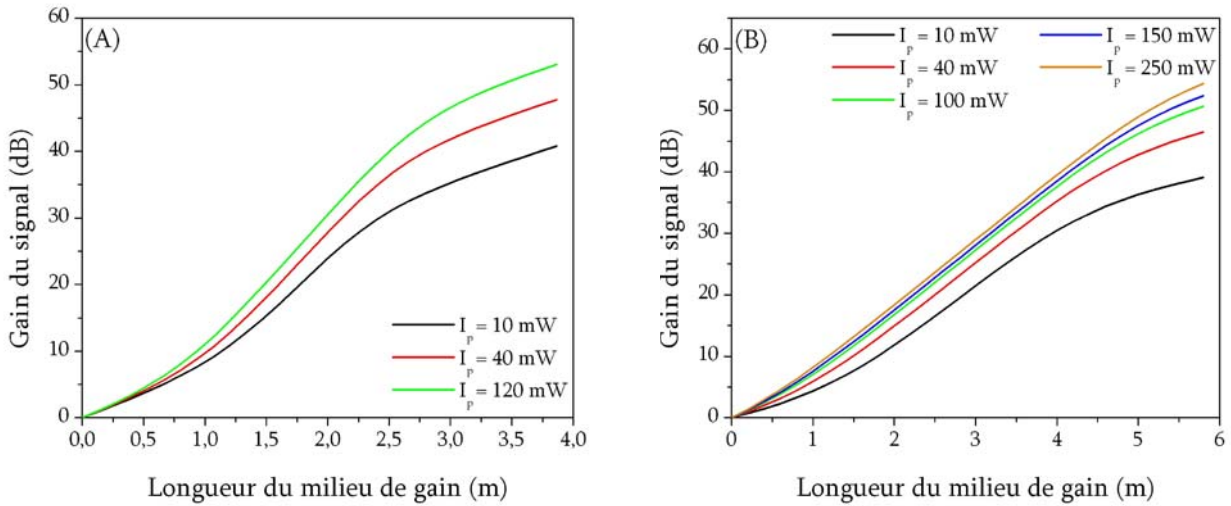


Figure 2.39 : Évolution du gain le long de la fibre dopée erbium. (A) $\lambda_p = 980$ nm.
(B) $\lambda_p = 1480$ nm.

En effet, au lieu d'être atténuée par le manque d'inversion, l'ESA bénéficie également de l'entretien du processus d'amplification par la pompe contra-propagative et sa puissance est supérieure à celle d'une configuration utilisant une seule source pour le pompage. Malgré cet inconvénient, dont il faudra tenir compte, la configuration de double pompage reste une méthode efficace pour obtenir un amplificateur optique permettant de délivrer de fortes puissances.

II.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons abordé plusieurs propriétés fondamentales des lasers à fibre dopée aux terres rares. Tout d'abord, nous avons présenté une description technique et physique du milieu de gain que nous nous proposons d'utiliser pour la réalisation de nos lasers multi-longueurs d'onde, à savoir la fibre de silice dopée à l'erbium. Il est maintenant clair pour le lecteur que l'erbium n'est pas le candidat idéal pour la réalisation de ce type de source. En effet, bien que sa bande spectrale d'émission corresponde exactement aux longueurs d'onde couramment utilisées dans le domaine des télécommunications optiques, l'erbium se comporte comme un milieu de gain à élargissement majoritairement homogène à température ambiante. La conséquence est qu'une seule et unique longueur d'onde peut saturer le gain du laser et empêcher ainsi le processus d'amplification pour d'autres signaux. Cependant ce milieu de gain est caractérisé par un gain petit signal important et la

production de fibres optiques dopées à l'erbium est maintenant bien maîtrisée. Dans le cadre de cette thèse, nous allons étudier l'utilisation d'un décaleur de fréquence et montrer qu'il est possible de s'affranchir de l'élargissement homogène de ce milieu afin d'obtenir une émission multi-longueurs d'onde.

Par la suite, nous avons décrit les cavités susceptibles d'être utilisées pour la réalisation de lasers à fibre. Pour nos travaux, la cavité en anneau semble être le choix le plus pertinent. D'une part, elle permet d'éliminer la modulation spatiale du gain caractéristique des cavités de type Fabry-Perot. D'autre part, sa mise en œuvre en utilisant une technologie fibrée, est relativement aisée.

Nous avons aussi abordé la question de la sélection spectrale qui est essentielle pour la réalisation de lasers multi-longueurs d'onde. Là encore, notre choix s'est porté vers une technologie fibrée : les réseaux de Bragg, qui permettent de réaliser des filtres relativement complexes. De plus, en superposant deux réseaux de Bragg à pas variable, il est possible d'obtenir une structure de type Fabry-Perot qui présente une réponse spectrale périodique avec des pics uniformément répartis sur une bande spectrale relativement importante. La technologie des réseaux de Bragg nous permettra aussi de réaliser des cavités laser complètement fibrées, dans l'espoir d'une meilleure stabilité et d'un meilleur fonctionnement de nos sources.

Enfin les simulations numériques que nous avons réalisées avec les deux fibres dopées à l'erbium à notre disposition, nous a permis de connaître leurs performances en terme de milieu amplificateur. La fibre de la société Coreactive semble être plus performante et retient donc tout notre intérêt. De plus la configuration en double pompage sera intéressante lorsque les pertes de la cavité seront trop importantes en raison des pertes d'insertions des différents composants qui la compose.

Dans le chapitre suivant, nous réalisons une caractérisation complète des régimes d'émission d'un laser multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction. Nous consacrerons cependant une partie du chapitre à démontrer que l'émission lumineuse issue de ce type de source est bien une émission laser.

II.5 Bibliographie

- [1] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical maser", *J. Appl. Phys.*, Vol. 32, pp. 36-39, 1961.
- [2] C. J. Koester et E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Opt.*, Vol. 3, pp. 1182-1186, 1964.
- [3] J. Stone et C. A. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pump fiber geometry", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 13, pp. 1256-1258, 1974.
- [4] S. B. Poole, D. N. Payne et M. E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions", *Electron. Lett.*, Vol. 21, pp. 737-738, 1985.
- [5] A.E. Siegman, "Lasers", *University Science Books*, 1986.
- [6] P. C. Beker, "Erbium-doped fiber amplifier: fundamentals and technology", *Academic press*, 1999.
- [7] M.J.F. Digonnet, "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers", *Marcel Dekker inc*, 2001.
- [8] J. M. Senior, "Optical fiber communications: Principles and practice Second edition", *Prentice Hall*, 1992.
- [9] F. Sanchez et G. Stephan, "General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers", *Phys. Rev. E*, Vol. 53, pp. 2110-2123, 1996.
- [10] Guy Michel Stéphan "Semiclassical study of the laser transition" *Phys. Rev. A*, Vol. 55, pp. 1371-1384, 1997.
- [11] M. Bondiou, R. Gabet, G. M. Stéphan et P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser", *J of Optics B*, Vol. 2, pp. 41-46, 2000.
- [12] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", *Wiley-interscience*, 1991.
- [13] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 10, pp. 647-648, 1978.
- [14] D. P. Hand et P. J. Russel, "Single mode fibre gratings written into a Sagnac loop using photosensitive fibre: transmission filters", *IOOC, Technical Digest*, pp. 3052, 1989.
- [15] G. Meltz, W. W. Morey et W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibres by transverse holographic method", *Opt. Lett.*, Vol. 14, pp. 823-825, 1989.

- [16] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey et D. L. Williams, "All-fibre narrowband reflection gratings at 1550 nm", *Electron. Lett.*, Vol. 26, pp. 730, 1990.
- [17] B. Poumellec et F. Kherbouche, "The photorefractive Bragg gratings in the fibers for telecommunications", *J. Phys. III France*, Vol. 6, pp. 1595-1624, 1996.
- [18] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi et W. A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity of GeO₂ doped optical fibres", *Electron. Lett.*, Vol. 29, pp. 1191-1193, 1993.
- [19] T. E. Erdogan, "Fiber Grating spectra", *J. of Light. Technol.*, Vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.
- [20] R. Kashyap, "Fiber Bragg gratings", *Academic Press*, 1999.
- [21] J. Martin et F. Ouellette, "Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings", *Electron. Lett.*, Vol. 30, pp. 811-812, 1994.
- [22] P.-Y. Cortes, H. Fathallah, S. LaRochelle, L.A. Rusch, et P. Loiselle, "Writing of Bragg Gratings with Wavelength Flexibility using a Sagnac Type Interferometer and Application to FH-CDMA", *ECOC'98*, pp. 411-412, 1998.
- [23] A. Swanton, D. J. Armes, K. J. Young-Smith et R. Kashuap, "Use of e-beam written, reactive ion etched, phase masks for the generation of novel photorefractive fibre gratings", *Special issue J. Micro. Electron. Eng.*, Vol. 30, pp. 509-512, 1996.
- [24] J. E. Curran, "Production of surface patterns by chemical plasma etching", *J. Phys. E*, Vol. 14, pp. 393-407, 1981.
- [25] <http://www.teraxion.com/en/products/wdm.htm#TFWDM>
- [26] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Opt. Lett.*, Vol. 12, pp. 847, 1987.
- [27] R. Slavik, S. Doucet et S. Larochelle, "Polarisation selective all-fibre Fabry-Perot filters with superimposed chirped Bragg gratings in high-birefringence fibres", *Electron. Lett.*, Vol. 39, pp. 650-651, 2003.
- [28] R. Slavik, S. Doucet et S. Larochelle, "High-performance all-fiber Fabry-Perot filters with superimposed chirped Bragg gratings", *IEEE J. Ligth. Technol.*, Vol. 21, pp. 1059-1065, 2003.
- [29] S. Sudo "Optical Fiber Amplifiers: Materials, Devices, and Applications", *Artech House*, 1997

- [30] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind et J. R. Simpson, "Study of spectral dependence of gain saturation and effect of inhomogeneous broadening in erbium-doped aluminosilicate fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, pp. 653-655, 1990.
- [31] A. K. Srivasta, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. D. evankow et M. A. Mills, "Room temperature spectral hole-burning in erbium-doped fiber amplifier", *Optical Fiber Communication Conference*, Vol. 2, pp. 33-34, 1996.
- [32] S. Zemon, G. Lambert, W. J. Miniscalco et B. A. Thompson, "Homogeneous linewidth in Er^{3+} -doped glasses measured by resonance fluorescence line narrowing", *Fiber laser sources and amplifiers III, Proc. SPIE*, Vol. 1581, pp. 91-100, 1992.
- [33] R. I. Laming, L. Reekie, P. R. Morkel et D. N. Payne, "Multichannel crosstalk and pump noise characterisation of Er^{3+} -doped fibre amplifier pumped at 980 nm", *Elect. Lett.*, Vol. 25, pp. 455-456, 1989.
- [34] W. J. Miniscalco, L. J. Andrews, B. A. Thompson, T. Wei et B. T. Hall, " $^4\text{I}_{13/2}$ - $^4\text{I}_{15/2}$ emission and absorption cross section for Er^{3+} -doped glasses", *OSA Proc. Series*, Vol. 5, pp. 354-357, 1989.
- [35] W. J. Miniscalco, L. J. Andrews, B. A. Thompson, T. Wei et B. T. Hall, "The effect of glass composition on the performance of Er^{3+} fiber amplifiers", *Fiber laser sources and amplifiers, Proc. SPIE*, Vol. 1171, pp. 93-102, 1990.
- [36] E. Desurvire et J. R. Simpson, "Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers", *J. of Lighth. Tech.*, Vol. 7, pp. 835-845, 1989.
- [37] K. Dybdal, N. Bjerre, J. Engholm et C. C. Larsen, "Spectroscopic properties of Er-doped silica fibers and preforms", *Fiber laser sources and amplifiers, Proc. SPIE*, Vol. 1171, pp. 209-218, 1990.
- [38] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith et W. L. Krupke, "Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} ", *IEEE J. Quant. Elect.*, Vol. 28, pp. 2619-2630, 1992.
- [39] M. Karásek et A. Bellemare, "Numerical Analysis of Multifrequency Erbium-Doped Fiber Ring Laser Employing a Periodic Filter and a Frequency shifter", *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 147, pp. 115-119, 2000.

CHAPITRE

3



CARACTÉRISATION DES RÉGIMES D'ÉMISSION DU LASER

Montage expérimental d'un laser multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction. Le montage a été développé au Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL) de l'Université Laval.



III.1 Introduction

Au cours de ce chapitre, nous aborderons deux questions importantes concernant l'émission des lasers à fibre utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. La première concerne la nature de l'émission lumineuse délivrée par ces sources. Sasamori^[1], à l'origine de la première démonstration d'une source multi-longueurs d'onde basée sur l'utilisation du décaleur, a affirmé que cette source n'était pas un laser. Selon lui, l'émission lumineuse fournie par cette source n'était que de l'émission spontanée amplifiée. Cependant, Bellemare^[2] et al ont démontré de manière numérique que cette source était un laser. Nous nous proposons donc au cours de ce chapitre d'examiner de manière expérimentale l'émission d'un laser multi-longueurs utilisant un décaleur dans la boucle de contre réaction afin de vérifier le modèle proposé par Bellemare.

La seconde question concerne les régimes d'émission de ce type de laser. Il est généralement admis de classer les régimes d'émission des sources laser en trois catégories : le régime continu (CW: Continuous Wave en anglais), le régime d'émission en modes déclenchés et le régime d'émission en modes bloqués. Les groupes de recherches, dont les travaux portent sur la réalisation de lasers multi-longueurs d'onde, souhaitent le plus souvent obtenir le régime d'émission continue ^{[2]-[6]}. En effet, les principales applications de ces sources concernent le domaine des télécommunications optiques où le régime CW est d'usage courant. Les premières démonstrations de laser utilisant des décaleurs de fréquence dans la boucle de contre réaction opéraient en régime de modes bloqués et ont été faites par Foster^[7] ou Sheifer^[8]. On note aussi que les modulateurs acousto-optiques sont couramment utilisés pour l'obtention d'un laser émettant dans un régime de modes déclenchés actifs. Il existe également des démonstrations de laser à fibre dopée à l'erbium ou néodyme utilisant les décaleurs de fréquence émettant en régime impulsional^[9]. Sabert^[10] a démontré que ces lasers avaient la faculté d'émettre dans un régime de modes bloqués passifs. Dans ses publications, il a attribué aux effets non-linéaire de type Kerr, l'origine de ce régime. L'application principale visée est la réalisation de transmetteur pour les systèmes de télécommunication optique. Généralement, le régime d'émission des sources doit être continu. Par la suite, les divers régimes d'émission des sources que l'on se propose de réaliser seront décrits.

Plusieurs publications^{[4],[10]} font état que le régime d'émission des sources multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence n'est pas forcément continu. Kim a démontré expérimentalement que le régime d'émission pouvait changer en fonction de la puissance de pompe utilisée et passer selon sa qualification, de quasi-continu à impulsional. La caractérisation des régimes d'émission proposée par Kim semble néanmoins incomplète car elle ne donne pas de détails concernant les types de régimes d'émission observés ou les paramètres de la cavité permettant l'établissement d'un régime plutôt qu'un autre. Nous tenterons donc d'identifier les régimes d'émission d'un laser multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction. Cette étude sera réalisée en fonction de plusieurs paramètres de la cavité comme, par exemple, le nombre de longueurs d'onde, la puissance de pompe, les pertes ou encore la longueur de la cavité.

La toute fin de ce chapitre sera consacrée à la réalisation d'une cartographie complète des régimes d'émission du laser en fonction des paramètres de la cavité. En plus d'être une contribution novatrice au domaine des lasers multi-longueurs d'onde, cette cartographie sera le point de départ de l'étude des régimes d'émission de ces sources multicanaux.

Cependant, en premier lieu, nous débuterons ce chapitre par une description succincte du principe de fonctionnement de ces lasers. Le but de ce préambule n'est pas de lever le voile sur toutes les particularités propres à ce type de laser mais seulement d'apporter quelques précisions qui faciliteront la compréhension des théories exposées.

III.2 Principe de fonctionnement d'un laser utilisant un décaleur de fréquence

Tout au long de ce document nous aurons à débattre des particularités liées à l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser. Nous pensons notamment aux chapitres traitant des régimes continus, de modes déclenchés et de modes bloqués. Cependant il nous paraît important à ce stade du manuscrit de présenter quelques principes fondamentaux de ce type de lasers, afin de rendre la compréhension de la problématique exposée au cours de ce chapitre plus aisée pour le lecteur. À cette fin, nous décrivons dans un premier temps, la cavité laser, puis dans un second temps, nous exposons les principes de bases du fonctionnement de ce laser.

III.2.1 Description de la cavité

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre I, les cavités laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction ont été étudiées avec de nombreux milieux de gain. Cependant, au cours de ces travaux de doctorat, ce sont les lasers multi-longueurs d'onde que nous nous proposons d'étudier pour des applications de télécommunications optiques. Ces cavités sont majoritairement réalisées en utilisant la technologie fibrée et un milieu de gain dopé avec des ions erbium. Un montage expérimental typique d'un laser à fibre optique utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre réaction est présenté à la figure 3.1 (A). La figure 3.1 (B) donne quelques exemples non-exhaustifs de dispositifs de sélection spectrale.

La cavité est basée sur l'utilisation d'une structure en anneau dans laquelle la propagation unidirectionnelle de la lumière est obtenue en utilisant des isolateurs optiques qui atténuent fortement (> 40 dB) l'onde électromagnétique contra-propagative. De plus, l'isolateur permet de réduire le niveau d'émission spontanée amplifiée (ESA) en atténuant celle circulant en contra propagation. Un niveau plus faible d'ESA dans une cavité permet de limiter le bruit d'intensité du laser.

Le milieu de gain est donc une fibre dopée erbium. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, celles-ci sont de deux types. L'une provient de la compagnie Lucent technologies (HP 980), l'autre de la compagnie Coractive (EDF-C 1400). Ce milieu de gain est pompé à l'aide de diodes laser semi-conductrices. Nous avons encore une fois plusieurs modèles à notre disposition.

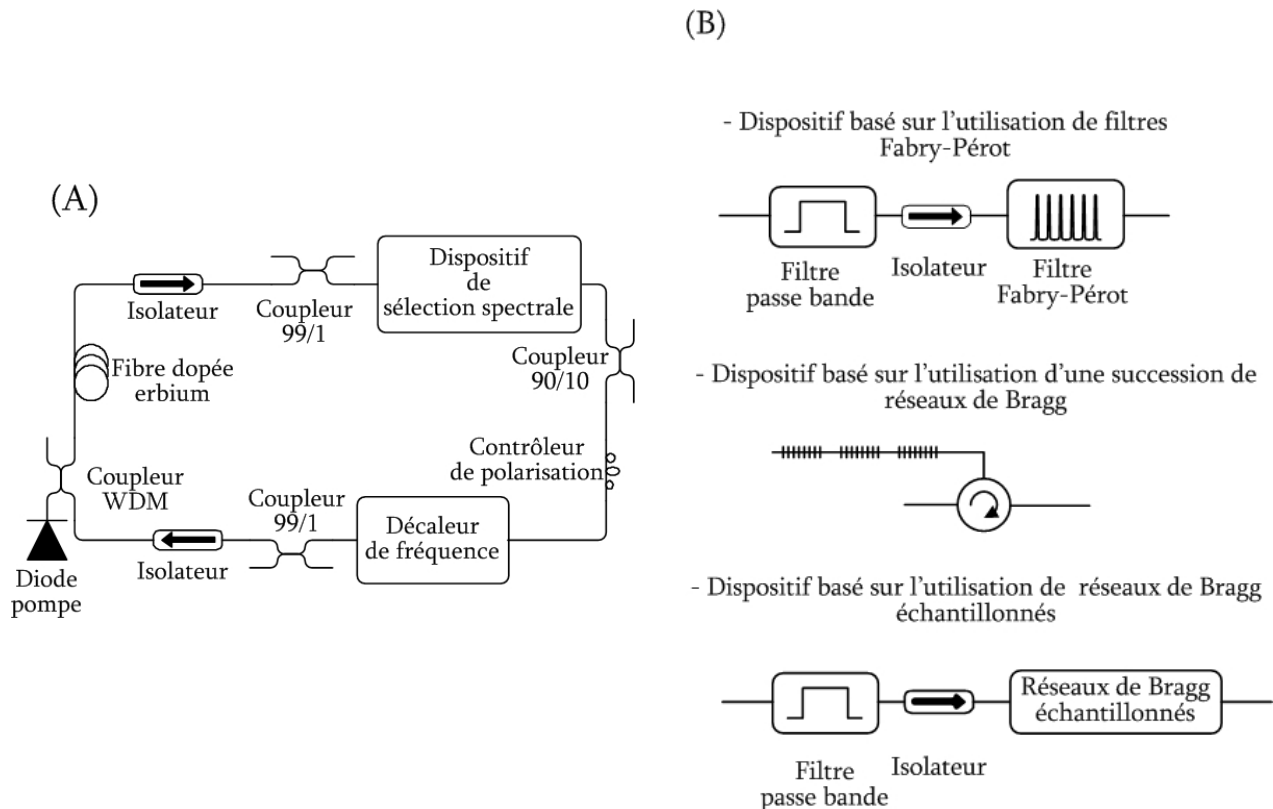


Figure 3.1 : Dispositif expérimental. (A) Cavité classique, (B) différents types de filtres pouvant être utilisant afin d'obtenir le régime multi-longueur d'onde.

Nous pourrions utiliser soit une diode laser délivrant une puissance de 120 mW à une longueur d'onde de 980 nm ou bien une diode pouvant fournir 250 mW à une longueur d'onde de 1480 nm. La puissance de pompe est injectée dans la fibre dopée par l'intermédiaire d'un coupleur WDM. L'injection est ainsi réalisée avec de faibles pertes et la compacité du système est considérablement améliorée, comparativement aux techniques de couplage en espace libre.

L'isolateur situé avant le coupleur 99/1 et le dispositif de sélection spectrale sert à bloquer la lumière parasite provenant de réflexion de certains types de filtres notamment celle du filtre passe

bande lorsque la configuration de filtre Fabry-Perot ou de réseaux de Bragg échantillonnés est utilisée. La cavité contient également un contrôleur de polarisation qui permet de maîtriser la polarisation du signal circulant dans la cavité.

Nous arrivons maintenant au cœur du dispositif à savoir le décaleur de fréquence. Les études passées sur les lasers intégrant des décaleurs de fréquence ont été faites avec diverses valeurs du décalage de fréquence. Dans notre expérience, le composant acousto-optique à deux ports induit un décalage de 80 MHz. Les ports d'entrée et de sortie sont reliés à des fibres optiques ce qui permet de l'intégrer facilement au reste de la cavité. Le port de sortie du dispositif est couplé à l'ordre +1 du cristal acousto-optique. La lumière qui n'est pas diffractée et qui se propage dans l'ordre zéro est perdue car elle n'est pas couplée vers la sortie du modulateur. Il existe cependant des modulateurs acousto-optique trois ports où l'ordre zéro est couplé. Dans ces configurations, l'ordre zéro est souvent utilisé comme coupleur de sortie de la cavité laser.

Enfin, pour obtenir le régime multi-longueurs d'onde, on doit sélectionner des bandes spectrales. Cette sélection est effectuée en utilisant différents types de filtres. Nous en utiliserons majoritairement deux. Tout d'abord la technologie des Fabry-Perots qui peut être fibrée ou sous la forme d'étalons massifs et dont le principal avantage est de fournir un très grand nombre de longueurs d'onde dans une plage spectrale donnée. Nous utiliserons également des cascades de réseaux de Bragg qui permettent, par un design approprié, de contrôler la forme des bandes spectrales sélectionnées. Ces filtres autorisent aussi un contrôle du nombre de bandes spectrales ainsi que de leur espacement. Toutefois, la nécessité d'utiliser ce dispositif avec un circulateur optique augmente les pertes de la cavité. La mention à la figure 3.1 (B) de l'utilisation des réseaux de Bragg échantillonnés fait référence à mes prédécesseurs^[2].

Des cavités plus évoluées peuvent intégrer un double pompage ou des composants comme des atténuateurs variables. Le double pompage sera essentiellement utilisé pour augmenter la puissance de sortie des lignes laser. Pour des cavités comportant plusieurs composants et ayant des pertes d'insertion relativement importantes, le double pompage est alors choisi afin d'extraire le maximum d'énergie du milieu de gain. L'atténuateur variable permet de fixer finement les pertes de la cavité et

par là-même la platitude du spectre de sortie. Si nous avons vu, au cours du chapitre précédent, qu'il était possible de contrôler cette platitude en ajustant la longueur de la fibre, on peut aussi obtenir un contrôle plus fin en ajustant les pertes de la cavité.

III.2.2 Spécificités de l'utilisation d'un décaleur de fréquence

L'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser en change complètement la physique. Pour avoir une idée à quel point ces changements sont radicaux, suivons le raisonnement suivant : La description classique de l'émission laser repose sur une condition de phase (cf chapitre II), c'est à dire qu'après un aller-retour dans la cavité, la phase du champ doit être égale à un multiple de 2π . Cette condition de phase est à l'origine de l'apparition des modes de cavité du laser. Nous pouvons alors faire le constat suivant : un décaleur de fréquence, décale la fréquence d'un signal d'entrée d'une valeur constante. Ceci veut dire que la phase du champ est modifiée au cours de la propagation à l'intérieur du cristal acousto-optique. Si le décaleur de fréquence est utilisé au sein d'une cavité laser ceci implique que la phase du champ laser subit un décalage à chaque tour de cavité. Ce principe de fonctionnement est donc en opposition avec la condition de stationnarité essentielle à l'obtention de modes de cavité. On pourrait conclure que cette cavité laser n'admet pas de modes et donc cette source lumineuse ne peut pas être considérée comme étant un laser.

Le concept de modes de cavité pour les lasers utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction est un sujet de controverse dans la littérature scientifique^{[11]-[12]}. En effet, deux positions diamétralement opposées tentent de définir le concept de modes de cavité pour un laser utilisant un décaleur de fréquence. La première théorie considère que ces sources ne peuvent pas entretenir des modes. On parle alors de laser sans modes (*modeless lasers*)^[12]. Plusieurs autres groupes de recherche sont convaincus qu'une source lumineuse ne présentant pas de structure modale ne peut pas être considérée comme un laser. Ils ont donc démontré que les lasers utilisant un décaleur de fréquence admettent des modes de cavité, cependant la fréquence instantanée de cette structure est *chirpée* dans le temps^[11]. Au cours de ce chapitre nous ne nous aventurons pas à prendre position pour l'une ou l'autre de ces théories, la définition de modes sera étudiée avec plus de précision au cours du chapitre V.

Malgré les incertitudes quant à la nature de l'émission lumineuse délivrée par ce type de laser, les deux sous paragraphes suivants discutent des particularités qu'engendre l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser.

a) Obtention d'un régime multi-longueurs d'onde

La première particularité à l'utilisation d'un décaleur de fréquence est la possibilité d'obtenir une émission multi-longueurs d'onde avec un milieu de gain à élargissement homogène. Considérons le système laser présenté à la figure 3.2 composé d'un milieu de gain à élargissement homogène et d'un filtre Fabry-Perot permettant la sélection de 27 bandes spectrales.

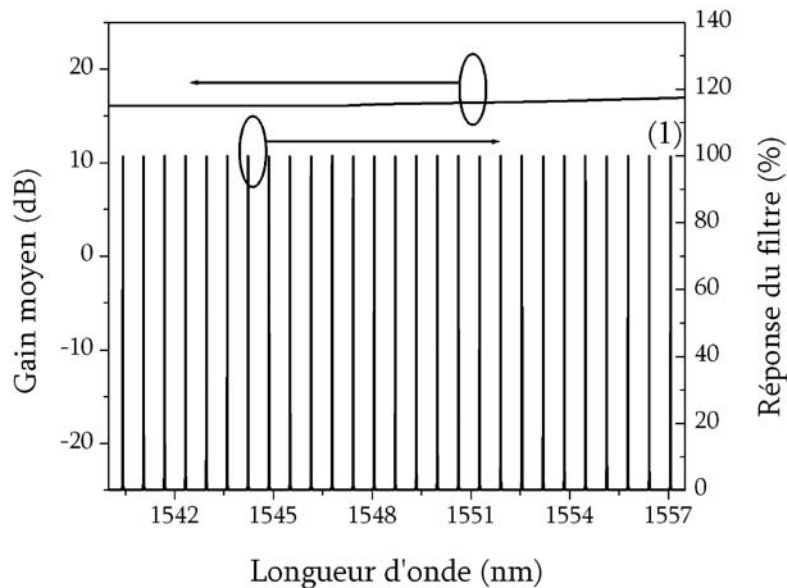


Figure 3.2 : Réponse spectrale des éléments de base d'un laser multi-longueur d'onde : Le gain et le dispositif de sélection des bandes spectrales.

Pour ce type de milieu amplificateur l'inversion de population est complètement consommée par une seule et unique longueur d'onde : celle ayant le gain le plus important (cf chapitre II). Dans le cas présenté à la figure 3.2, la longueur d'onde notée (1) serait favorisée.

Il est important de noter que toutes les simulations et expériences faisant intervenir la saturation homogène du gain englobent la notion de stationnarité. En effet, pour que la longueur d'onde puisse consommer l'inversion de population il faut que sa fréquence soit stable dans le temps. Il

faut un certain temps à un signal optique de fréquence donnée pour qu'il puisse absorber toute l'inversion fournie par le milieu. Dans le cas d'une cavité laser classique, les fréquences susceptibles d'être entretenues par la cavité résonante doivent satisfaire la condition de résonance. Même si le laser n'est pas correctement stabilisé, les dérives en fréquence de ces modes de cavité sont au plus de quelques kilohertz c'est-à-dire, sans aucun effet sur la saturation du milieu.

Lorsque le décaleur de fréquence est introduit dans la cavité laser, la fréquence du signal est décalée de la fréquence acoustique à chaque tour dans la cavité résonnante. La fréquence du signal optique change donc après une durée égale au temps de vol soit approximativement toutes les centaines de nanosecondes. Dans ces conditions, aucune des fréquences composant le champ optique n'a la possibilité de consommer toute l'inversion de population car le principe de stationnarité ne leurs est pas permis.

Et c'est donc bien ce fait qui autorise ces lasers à émettre suivant plusieurs longueurs d'onde et ceci même si le milieu de gain est à saturation homogène. En effet, si aucune fréquence dans la bande spectrale (1) de la figure 3.2 n'est susceptible de saturer le milieu de gain, il reste de l'inversion de population, qui est alors disponible pour l'amplification des autres bandes spectrales. Le régime multi-longueur d'ondes est alors possible à température ambiante.

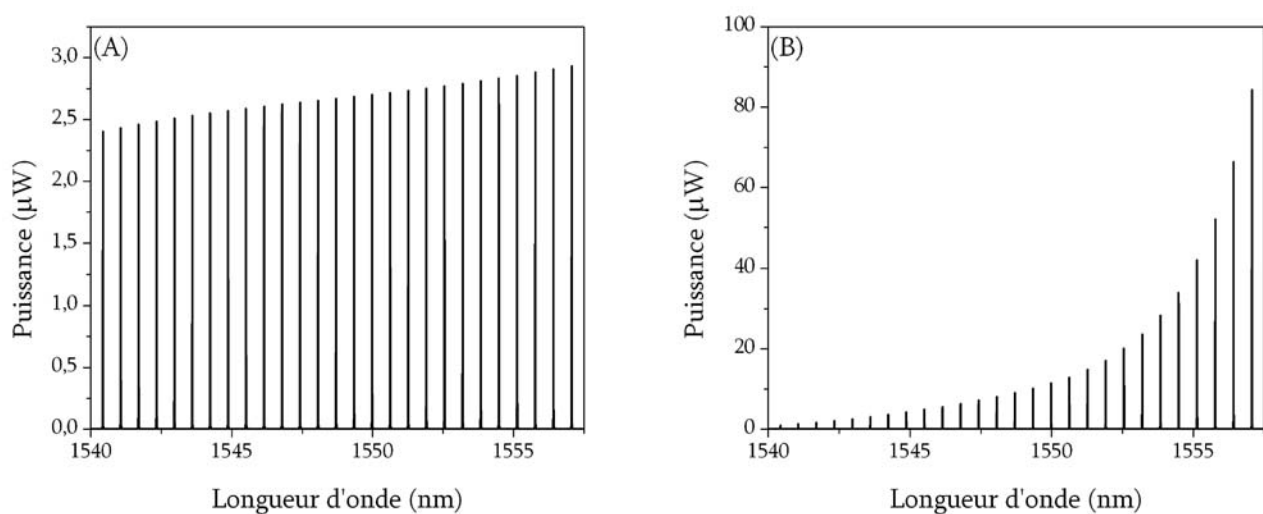


Figure 3.3 : simulation d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence^[3]. (A) Simulation avec le décaleur de fréquence, (B) simulation sans le décaleur de fréquence.

La faculté des lasers, utilisant un décaleur de fréquence, à émettre suivant un régime multi-longueurs d'onde a déjà été démontrée expérimentalement et théoriquement^{[2]-[6]}. Les figures 3.3 et 3.4 illustrent ces démonstrations. Les résultats de la figure 3.3 ont été obtenus pour une cavité similaire à celle de la figure 3.1 (A), en utilisant le modèle théorique de la référence [3] qui permet la résolution des signaux optiques circulant dans la cavité en espace et en fréquence. Il est alors possible d'obtenir le calcul du spectre d'émission du laser en régime permanent. Pour le même type de cavité, la figure 3.4 donne des résultats expérimentaux. Les deux figures précédentes démontrent que lorsque le décaleur de fréquence est présent dans la cavité laser, le régime multi-longueurs d'onde est possible avec une platitude tout à fait raisonnable. Si on enlève le décaleur de fréquence de la cavité, la longueur d'onde ayant le plus fort gain est alors favorisée et il n'est plus possible d'entretenir un régime multi-longueurs d'onde avec une platitude satisfaisante.

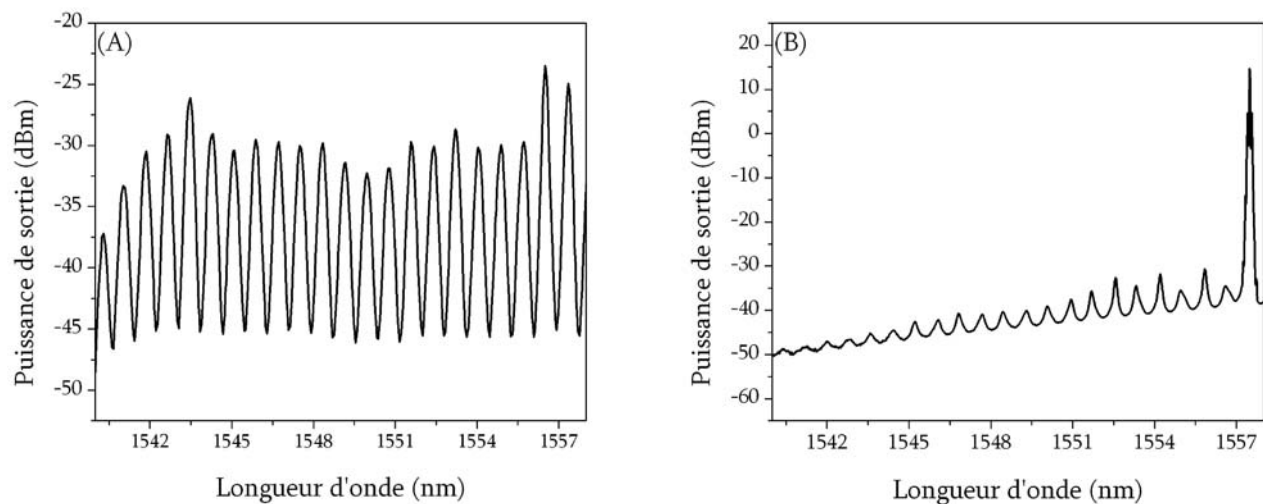


Figure 3.4 : Spectre de sortie expérimental d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence. (A) Spectre avec le décaleur de fréquence, (B) Spectre sans le décaleur de fréquence.

Il est à noter que dans les deux cas, le milieu de gain reste à saturation homogène. L'ajout du décaleur de fréquence ne modifie aucunement la propriété de saturation de l'erbium.

b) Point de fonctionnement d'un laser à décalage de fréquence permanent

La seconde particularité que nous nous proposons d'évoquer ici concerne le point de fonctionnement de ce type de laser. La figure 3.5 présente le gain, le spectre du laser ainsi que

l'enveloppe des modes calculés en régime stationnaire. En ce qui concerne la figure 3.5 (B) seule l'enveloppe du spectre est représentée afin de ne pas prêter à confusion avec le concept de modes de cavité spécifique à ce type de laser.

Pour une cavité classique, la raie laser s'établit au maximum du spectre de gain suivant l'adage "le plus fort gagne". Ainsi que l'illustre la figure 3.5 (A) pour un spectre de gain suivant une loi gaussienne, lorsque la cavité laser ne comporte pas de décaleur de fréquence, le spectre de sortie du laser se stabilise au centre de la courbe de gain. Au contraire, avec un décaleur de fréquence, la position du point de fonctionnement est très différente. La figure 3.5 (B) montre que la raie laser est excentrée et opère avec un gain près de 1 c'est à dire lorsque que le gain est sensiblement égale aux pertes. Rappelons qu'en dessous d'un gain de 1, le fonctionnement laser n'est plus possible. Donc pour une cavité incluant un décaleur de fréquence, le point de fonctionnement subit une translation vers les longueurs d'onde les plus courtes ou les plus longues suivant le signe du décalage^{[7],[10]}.

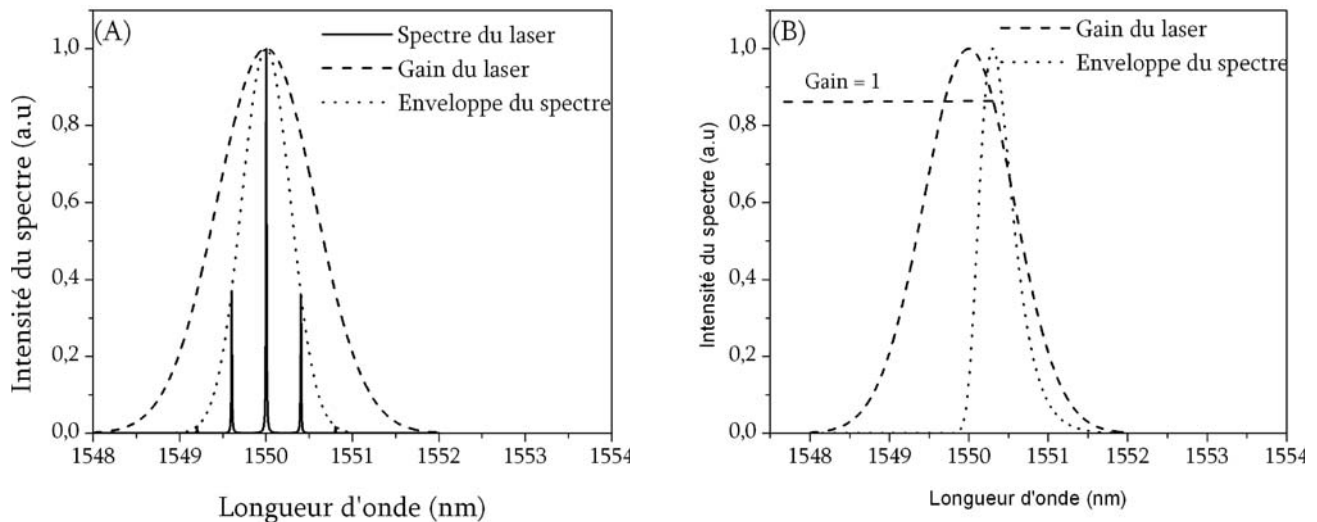


Figure 3.5 : Spectre de sortie d'un laser. (A) cas de la configuration classique. (B) cavité laser utilisant un décaleur de fréquence.

Le mécanisme à l'origine du déplacement du point de fonctionnement peut être compris de la manière suivante. Prenons un laser où l'on a tout d'abord désactivé l'élément acousto-optique. Lorsque le pompage du laser débute, le fonctionnement laser s'établit au centre de la courbe de gain. Si on active l'effet acousto-optique, le spectre laser est peu à peu décalé vers les plus grandes longueurs d'onde dans le cas de la configuration présentée à la figure 3.5 (B). Cependant, après de multiples

passages dans la cavité et donc de décalages, le spectre s'approche du point où le gain vaut 1. Lorsque le gain est inférieur à l'unité, le processus d'amplification disparaît au profit de l'atténuation. Cette position agit alors comme point d'équilibre au-delà duquel le spectre ne peut aller sans provoquer l'interruption du processus d'amplification. Cette position limite met ainsi un point d'arrêt à la dérive du spectre vers les plus grandes longueurs d'onde. Le déplacement du point de fonctionnement de ce type de laser est à l'origine de plusieurs comportements originaux, comme par exemple l'obtention d'un régime de modes déclenchés. Celui-ci sera étudié dans le chapitre IV.

III.3 Démonstration de l'émission laser

Le but de ce paragraphe est de démontrer expérimentalement que l'émission lumineuse obtenue avec une source utilisant un décaleur de fréquence est une émission laser. Dans un premier temps, il est nécessaire de définir quels sont les paramètres qui caractérisent une émission laser et dans un second temps, d'estimer ces paramètres dans le cas de notre système laser.

III.3.1 Identification des paramètres

Il existe trois éléments indispensables pour obtenir une source laser (cf chapitre II): un milieu de gain, une source et une cavité résonnante. Dans le cas qui nous intéresse, ces trois éléments sont présents. En effet, le milieu de gain est une fibre optique dopée à l'erbium, la source est obtenue grâce à l'émission spontanée de cette même fibre et la cavité résonnante est une cavité en anneau fibrée. Cependant, la présence de ces trois éléments est une condition nécessaire mais non suffisante pour affirmer que cette source est un laser. Par exemple, il est possible d'imaginer une cavité laser ayant un coefficient de pertes très important, empêchant le processus laser malgré l'existence de ces trois éléments de base.

Une autre caractéristique des sources lasers est la présence de modes de cavité. Au sein d'un laser, l'onde électromagnétique circulant dans le système est filtrée par la cavité résonnante. L'énergie est distribuée suivant un nombre fini de fréquences qui définissent les modes de cavité. Cependant, là

encore l'existence de ces modes de cavité n'est toujours pas une condition permettant d'affirmer que l'émission lumineuse provient d'un laser. Il peut s'agir en effet d'une source large bande filtrée par une cavité Fabry-Perot ou encore d'un laser opérant sous le seuil.

Afin d'identifier une émission laser, nous avons retenu d'étudier deux paramètres qui découlent directement de la caractéristique fondamentale d'une source laser à savoir l'émission stimulée : le seuil laser relié au pompage et la discrimination spectrale^[15], reliée à l'homogénéité.

a) Le seuil laser

Le processus physique le plus généralement employé dans l'amplification laser est l'émission stimulée (figure 3.6). En présence d'un photon signal incident, un ion se trouvant dans le niveau supérieur se désexcite de façon radiative vers le niveau fondamental d'énergie. Le photon émis est fortement corrélé au photon signal (même direction, même fréquence, même énergie, même polarisation).

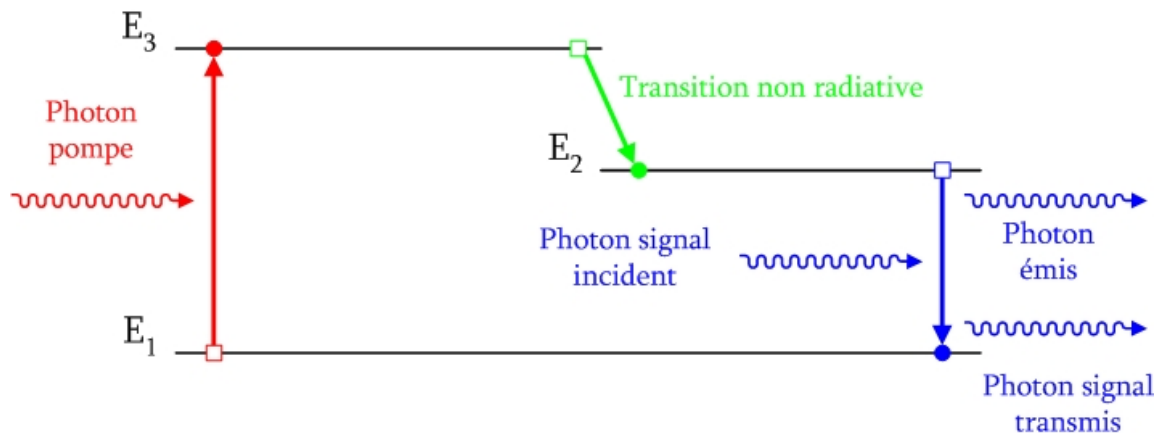


Figure 3.6 : Emission stimulée pour le milieu de gain à trois niveaux de l'erbium.

C'est ainsi que le processus d'amplification prend naissance. L'ajout d'une cavité permet de cascader le processus. Le seuil d'un laser est alors défini comme le point de transition entre une émission principalement incohérente (ou spontanée) et une émission principalement cohérente (ou stimulée). Au-dessus du seuil laser, l'émission stimulée domine.

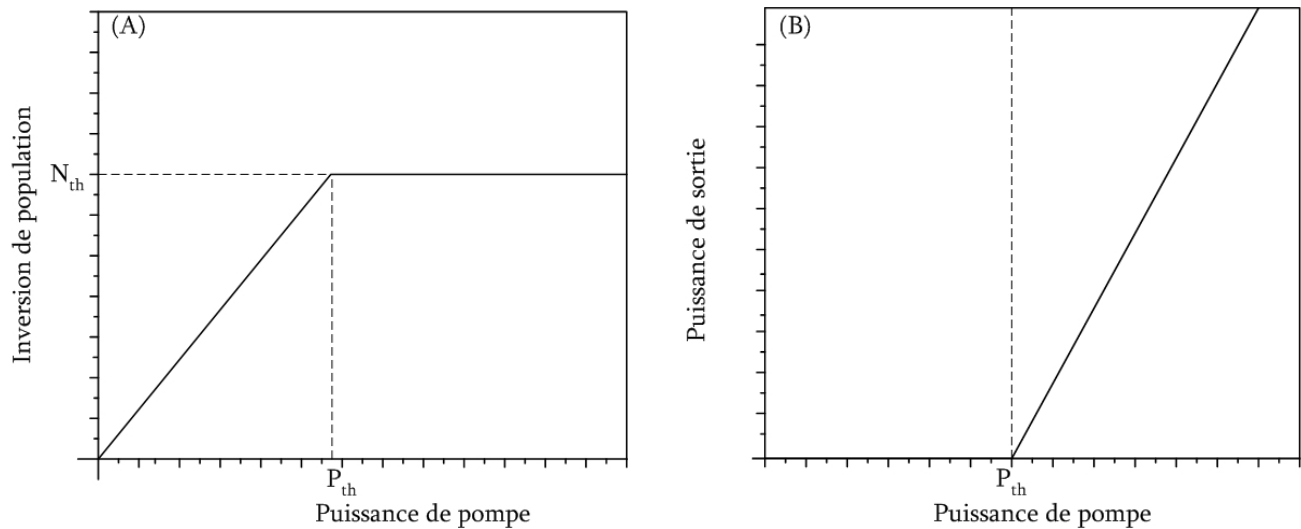


Figure 3.7 : Dynamique d'un laser au niveau de son seuil^[15]. (A) Évolution de l'inversion de population en fonction de la puissance de pompe. (B) Évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe.

En dessous du seuil, c'est donc l'émission spontanée qui prédomine, les photons générés par l'intermédiaire de ce processus ont des fréquences qui couvrent la totalité de la bande de gain. Dès que le seuil du laser est franchi, chaque photon émis par la source de pompage contribue exclusivement à la génération de l'émission stimulée. On assiste alors au *clamping* de l'inversion de population au niveau précédant le seuil (figure 3.7 (A)). Le niveau d'émission stimulée est alors nettement supérieur à celui de l'émission spontanée, que certains auteurs considèrent alors comme un bruit, même si elle demeure le terme de source du laser. La détection expérimentale d'un seuil dans la courbe reliant la puissance de sortie du laser à sa puissance de pompe (figure 3.7 (B)), est considéré comme une caractéristique de l'émission laser.

b) Discrimination spectrale

Une conséquence du *clamping* de l'inversion de population est la sélection spectrale dans le cas d'un laser à élargissement homogène. L'analyse de la figure 3.8 permet d'illustrer cette propriété. Pour simplifier, considérons en premier lieu le cas d'un laser bimodes. L'oscillation laser va alors s'établir invariablement suivant le mode ayant le moins de perte (ou le plus fort gain), on parle alors de mode favorisé. En dessous du seuil laser, l'émission spontanée génère des photons à toutes les fréquences et notamment à celles correspondant aux deux modes de cavité. Seules ces fréquences

pourront subsister dans la cavité après un aller retour car elles satisfont à la condition de phase de la cavité.

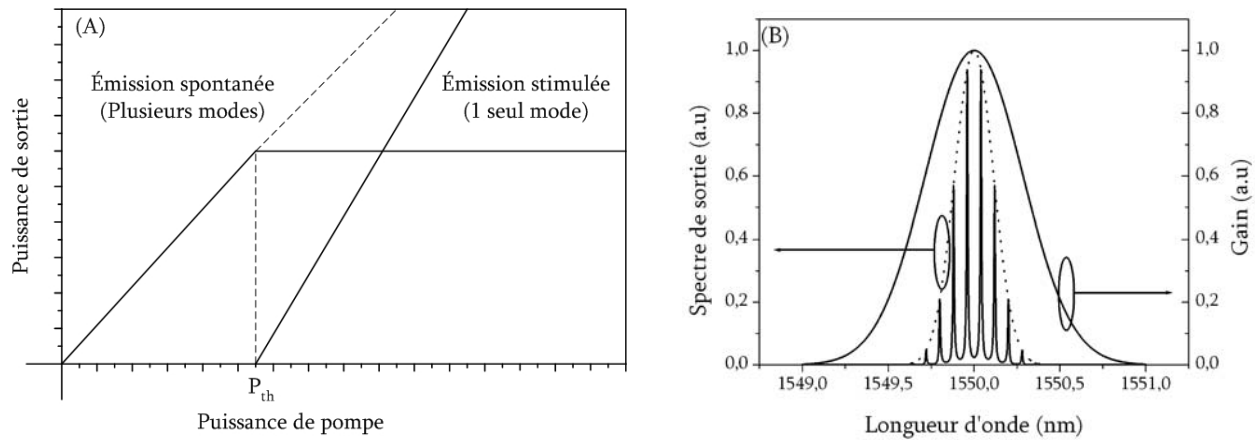


Figure 3.8 : Discrimination spectrale. (A) cas d'un laser à deux modes de cavité, (B) cas d'un laser multimodes.

En dessous du seuil toutes les fréquences de la plage spectrale sont excitées à l'aide de l'émission spontanée, et la largeur du spectre de sortie de la source correspond à peu près à la largeur spectrale du milieu de gain. Le seuil franchi, l'émission stimulée devient majoritaire favorisant ainsi le mode situé au centre de la courbe de gain, par le processus d'amplification. En fait proche du seuil, plusieurs modes, si le taux d'émission spontanée est fort peuvent subsister. Mais avec l'augmentation du pompage et du taux d'émission stimulée, les uns après les autres, l'intensité des modes sature, restant fixée à une valeur d'autant plus faible que leur gain est faible. Seul, le mode de plus fort gain, que nous appelons mode principal, a une intensité qui continue de croître pour devenir de plus en plus prépondérante par rapport à celle des autres modes.

La puissance des modes secondaires correspond sensiblement à celle qu'ils avaient juste avant le seuil laser. La figure 3.8 (B) décrit ce processus pour un laser multi-mode. Dans ce cas, les modes proches du centre de la courbe de gain sont favorisés par l'émission stimulée. Les modes les plus éloignés du pic de gain subissent l'effet de la saturation de gain et sont fortement atténués. La conséquence immédiate de ce processus de sélection de fréquence est que le spectre de sortie d'un laser est toujours plus étroit que la largeur spectrale du milieu de gain. Il est possible, par conséquent, d'utiliser la mesure de la largeur du spectre comme seconde caractéristique d'une source laser.

III.3.2 Mesures expérimentales

Au travers des paragraphes précédents, il a été établi qu'une émission laser pouvait être identifiée si la courbe reliant la puissance optique de sortie à la puissance de pompe admettait un seuil et si l'on observait une discrimination spectrale. Nous décrivons, à présent, les expériences permettant de démontrer que l'émission obtenue avec une source utilisant un décaleur de fréquence est une émission laser.

a) Montage expérimental

Toutes les réalisations expérimentales qui seront menées au cours de ce chapitre utiliseront la même cavité laser présentée à la figure 3.9 (A). Cette cavité est classique et très similaire à celle présentée à la figure 3.1 (A). La singularité de cette configuration laser réside dans le dispositif de sélection spectrale. Afin de simplifier le protocole expérimental, la plupart de nos études expérimentales seront réalisées dans une configuration mono-longueur d'onde. Le filtre est donc un réseau de Bragg photo inscrit dans une fibre photosensible ayant une largeur à mi-hauteur de 25 GHz.

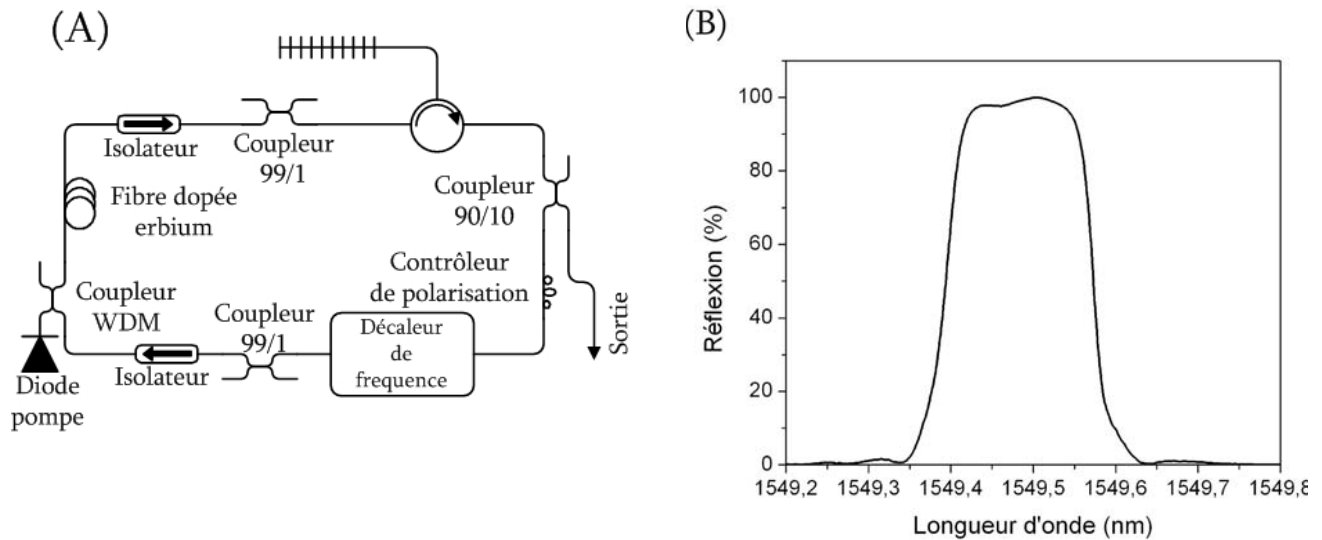


Figure 3.9 : Validations expérimentales. (A) Dispositif expérimental, (B) réponse en réflexion du réseau de Bragg.

Afin de limiter l'impact des lobes secondaires ce réseau a été apodisé avec une fonction sinus cardinal. La longueur d'onde centrale était de 1549.5 nm et la réjection des modes secondaires supérieure à 20 dB. L'écriture de ce réseau a été effectuée en utilisant le montage d'écriture interférométrique présenté au chapitre II. La réponse en réflexion du réseau est présentée à la figure 3.9 (B). Comme l'illustre la figure 3.9 (A), l'utilisation de ce réseau se fait en cascade avec un circulateur optique.

b) Mesure du seuil

Les mesures de seuil ont été réalisées avec les deux configurations de laser. Pour la réalisation de la première configuration (configuration A), nous avons utilisé 15 mètres de fibre HP 980 (Fibre (A)) comme milieu de gain, pompé à l'aide d'une diode délivrant une puissance de 120 mW à une longueur d'onde de 980 nm. Dans le cas la configuration B, il s'agissait de 5 mètres de fibre EDF-C 1400 (Fibre (B)), pompée avec une diode délivrant une puissance de 250 mW à la longueur d'onde de 1480 nm. Les caractéristiques puissance optique-taux de pompage obtenues avec ces deux configurations sont présentées par la figure 3.9.

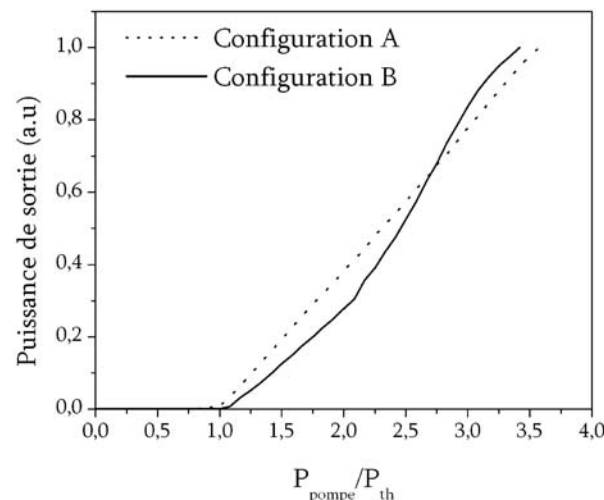


Figure 3.10 : Caractéristiques LI obtenues pour deux configurations de laser utilisant un décaleur dans la boucle de contre réaction.

La figure 3.10 montre clairement l'effet de seuil. La présence de ce seuil est une première preuve que les sources utilisant des décaleurs de fréquence dans la boucle de contre réaction sont effectivement des sources lasers.

c) Mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre

Afin de savoir si cette source lumineuse réalise une discrimination spectrale, il est nécessaire de mesurer la largeur de raie de notre laser. Cette mesure devra être comparée avec la largeur à mi-hauteur du milieu de gain, qui se réduit dans notre cas à celle du filtre spectral, limitant la bande spectrale du gain. L'intervalle spectral libre (ISL) d'un laser fibré, est relativement faible (de l'ordre du mégahertz) ce qui limite le choix de la méthode utilisée pour la mesure de la largeur de raie puisqu'il est nécessaire de tenir compte de la limite de résolution inhérente à toute technique expérimentale.

Les principaux outils de mesure de la largeur de raie d'un laser sont les suivants :

- l'analyseur de spectre optique,
- l'analyseur de spectre Fabry-Pérot,
- l'analyse hétérodyne,
- l'analyseur de spectre micro-onde.

L'analyseur de spectre optique (ASO) est un instrument simple à utiliser, permettant d'avoir une visualisation rapide de la forme d'un spectre laser mais ayant une résolution très faible (typiquement 10 pm, soit 1,25 GHz à 1550 nm). L'analyseur de spectre Fabry-Perot permet d'obtenir des résolutions bien plus importantes. Grâce à l'utilisation d'un ISL et d'une finesse adéquate, il est possible d'obtenir une résolution de quelques dizaines de mégahertz. Cependant l'ISL de notre cavité étant très faible (environ 3 MHz), il nous est impossible de résoudre l'ISL de notre laser en utilisant les analyseurs de spectre Fabry-Perot actuellement disponibles au laboratoire. Un montage hétérodyne permet de mesurer des largeurs de raie très étroites en réalisant un battement entre le champ laser et ce même champ mais décorrélé. Il est possible d'atteindre alors une résolution de quelques kilohertz. Malheureusement, cette technique ne peut pas être utilisée dans le cas d'un spectre multi-mode car le résultat de la mesure serait un grand nombre de battements à partir desquelles il serait difficile de tirer une conclusion.

Le dernier montage permettant d'effectuer une mesure de la largeur de raie d'un laser est basé sur l'utilisation d'un analyseur de spectre micro-onde^[16]. Le champ laser multimode est tout d'abord

détecté à l'aide d'un photo détecteur rapide. Celui-ci permet de réaliser un battement homodyne qui est ensuite lu par l'analyseur de spectre micro-onde. La largeur à 3 dB³ de ce battement permet de déduire la largeur à mi-hauteur du spectre incident. Cette mesure n'est pas parfaite puisqu'elle souffre d'une approximation importante. En effet, toute dissymétrie présente dans le spectre n'est pas prise en compte. Toutefois, pour le type de mesure que nous souhaitons réaliser, cette approximation aura peu d'influence sur les résultats, et les conclusions émises demeureront valables.

Nous avons donc décidé d'utiliser cette dernière méthode pour nos mesures, à l'aide d'une photodiode rapide (bande passante 25 GHz, New-Focus) et d'un analyseur de spectre micro-onde (bande passante 45 GHz, HP 8565E). Le spectre de battement self-homodyne est présenté à la figure 3.11. La largeur de ce spectre RF à 3 dB vaut 1.7 GHz pour une largeur de gain de 25 GHz (largeur du filtre spectral).

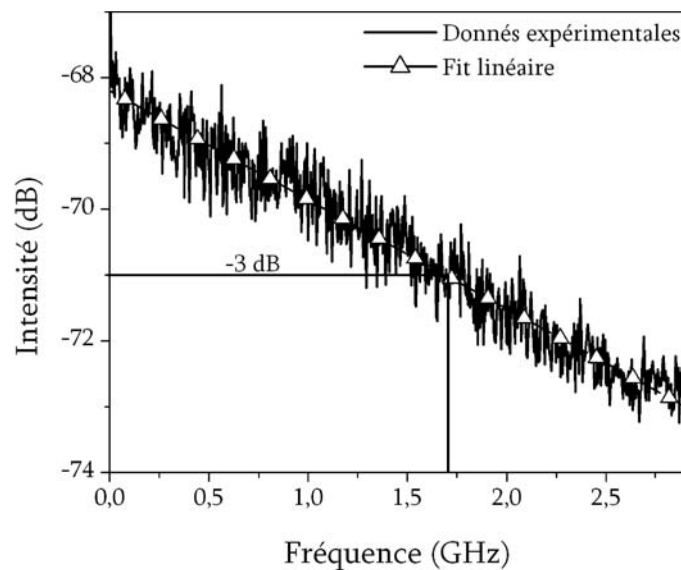


Figure 3.11 : Mesure de la largeur de raie du laser basée sur l'analyse du spectre micro-onde.

Il y a donc un facteur 15 entre la largeur à mi-hauteur du spectre du laser et celle de la courbe de gain. Malgré les approximations, définies plus haut, reliées à l'utilisation d'une méthode self-homodyne pour la mesure de la largeur de raie, il est possible de conclure que la source lumineuse étudiée réalise une discrimination spectrale.

³ L'échelle utilisée par un analyseur de spectre micro-onde est graduée en décibels. La largeur à mi-hauteur d'une courbe est donc évaluée en mesurant la largeur à 3 dB en dessous du maximum de la courbe.

Puisque la source admet un seuil dans sa caractéristique Puissance Optique-Intensité de pompage et que le spectre d'émission est beaucoup plus étroit que la courbe de gain, cette source satisfait donc bien aux deux critères définis précédemment dans la définition d'un laser. Nous concluons que ce type de source incluant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction est bien une source laser.

III.4 Définition des régimes d'émission du laser

Nous allons consacrer cette section à la caractérisation des régimes d'émission de ce laser. Dans l'introduction à ce chapitre nous avons précisé que le régime d'émission d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction était ambigu. Le but est ici d'éclaircir cette ambiguïté. Tout d'abord l'expérience est faite dans une configuration mono-longueur d'onde. Nous donnons un premier aperçu des paramètres dont nous devons tenir compte afin d'obtenir un régime d'émission particulier. La seconde partie est consacrée à une caractérisation plus systématique des différents régimes d'émission en les situant sur un graphique dont les axes indiquent la puissance de pompe et le niveau de pertes dans la cavité.

III.4.1 Caractérisation élémentaire en configuration mono longueur d'onde

Rappelons que la configuration expérimentale a été précédemment décrite (figure 3.9 (A)). Le signal de sortie du laser est détecté à l'aide d'une photodiode rapide ayant une bande passante de 25 GHz et d'un oscilloscope rapide de bande passante 1.9 GHz. Ces mesures sont effectuées pour les deux fibres dopées à l'erbium à notre disposition. La figure 3.12 montre les différents régimes lasers, au nombre de trois, en fonction de la puissance de pompe.

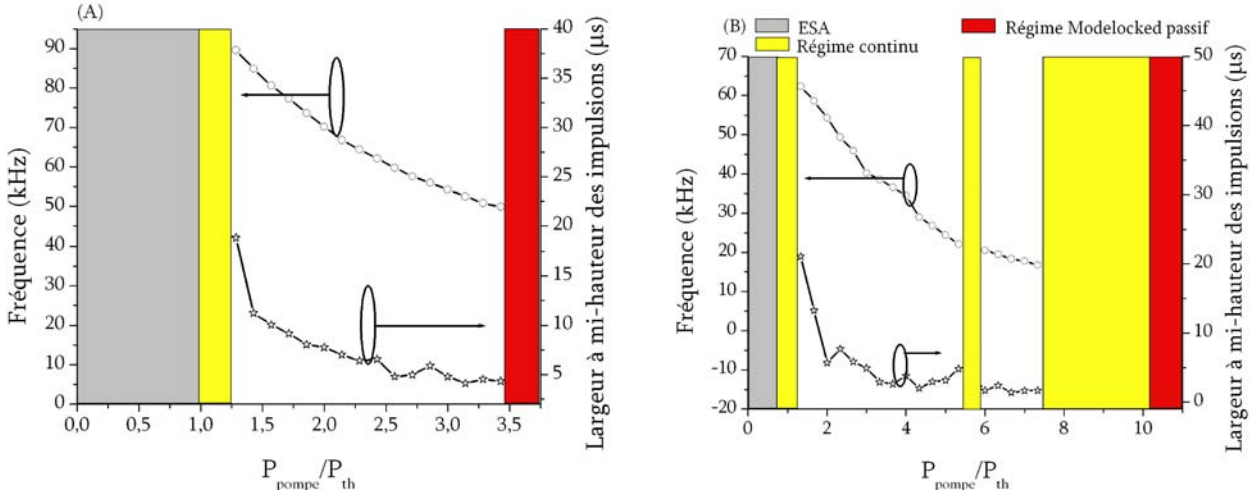


Figure 3.12 : Caractérisation des régimes d'émission du laser. (A) Configuration utilisant la fibre HP 980 de Lucent, (B) configuration utilisant la fibre EDF-C 1400 de la compagnie Coractive.

Un régime continu apparaît juste après le franchissement du seuil ($P/P_{\text{th}} = 1$). La largeur à mi-hauteur du spectre d'émission est alors de quelques GHz. La puissance de sortie est faible, quelques centaines de μW seulement.

Pour de fortes puissances de pompe, le laser émet suivant un régime de modes bloqués obtenu de manière passive. Ce régime a été très largement étudié par Sabert^[10]. L'origine de ce régime est liée aux effets non-linéaires de type Kerr. Ceux-ci dépendent fortement de la puissance optique circulant dans la cavité et sont d'autant plus importants que l'intensité optique devient importante. L'apparition du régime de modes bloqués à de fortes puissances de pompe n'est donc pas surprenante. Le taux de répétition du train d'impulsions généré par ce régime correspond à la fréquence fondamentale de la cavité, c'est à dire de l'ordre de 3 MHz. La largeur de ces impulsions est de l'ordre de 1 ns car le spectre demeure relativement étroit. Si l'on se réfère aux travaux de Sabert, le spectre est fortement relié à la pente du filtre utilisé pour la sélection spectrale. Dans notre cas, le filtre (figure 3.9(B)) a des pentes abruptes ce qui a pour conséquence la génération d'un spectre relativement étroit.

Le dernier régime observé sur la figure 3.12 est l'établissement d'un régime de modes déclenchés de type passif pour une plage importante de puissance de pompe. Ce régime est passif car aucun dispositif dans la cavité n'est utilisé pour sa génération. L'observation de la figure 3.12, qui représente la mesure d'une unique impulsion obtenue avec ce régime, montre que l'impulsion est

parfaitement symétrique. Ceci diffère des impulsions obtenues avec un régime de modes déclenchés classique où les impulsions sont généralement asymétriques en raison du fait que le temps nécessaire à la construction de l'impulsion est bien plus court que celui au cours duquel l'intensité de l'impulsion décroît. La seconde observation est l'existence d'un fond continu à l'impulsion (figure 3.13). Il s'agit là aussi d'un comportement différent d'un régime de modes déclenchés classique^[15] où après l'impulsion, l'intensité est nulle. Ce régime fera l'objet d'une étude complète au chapitre IV.

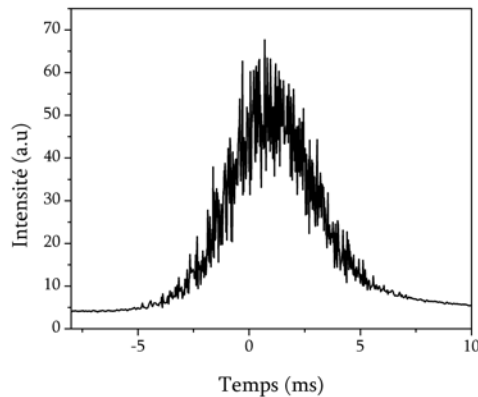


Figure 3.13 : Mesure d'une impulsion obtenue avec le régime de modes bloqués passif.

Au travers de ces expériences, nous avons aussi observé que le régime d'émission du laser dépendait de plusieurs paramètres comme la longueur de la cavité, la polarisation, le nombre de longueurs d'onde ou les pertes. Dans la prochaine section, nous proposons de réaliser une caractérisation systématique de ces régimes d'émission.

III.4.2 Cartographie des régimes d'émission du laser.

Les expériences précédentes ont permis d'observer que le régime d'émission continu est obtenu pour une plage limitée de puissance de pompe. Le premier objectif de ce travail consistait à optimiser l'émission laser en régime continu multi-longueurs d'onde afin d'examiner les possibilités d'application de cette source dans le domaine des télécommunications.

L'objet de la cartographie présentée dans cette section, est de déterminer les paramètres du laser permettant une région d'émission continue, la plus vaste possible. Le protocole expérimental est

relativement simple. Il s'agit d'observer le régime d'émission lorsqu'on varie les pertes de la cavité et la puissance de pompe. Le dispositif expérimental utilisé pour la réalisation de cette cartographie est présenté à la figure 3.9 (A) utilisant la fibre HP-980. Un atténuateur variable a été ajouté afin d'avoir un contrôle fin des pertes totales de la cavité. Pour chacune des cartes, il est nécessaire de fixer la longueur de la fibre erbium, la longueur totale de la cavité et le nombre de longueurs d'onde délivrées par le laser. Puis, pour chaque valeur de perte de cavité, nous faisons varier la puissance de pompe et nous déterminons la nature du régime d'émission à l'aide de l'oscilloscope rapide. Le tableau 3.1 résume l'ensemble des paramètres utilisés.

Tableau 3.1 : Paramètres utilisés au cours de la cartographie des régimes d'émission du laser.

Paramètre de la cavité	Valeurs
Longueur de la fibre erbium [m]	11.5, 10.5, 8.5 et 6.5
Étalon de fibre SMF [m]	10 à 70, 100, 140
Nombre de longueur d'onde	1, 3 et 6
Puissance de pompe [mW]	0 à 120
Pertes additionnelles [dB]	0 à 7

Nous avons utilisé quatre longueurs de fibre dopée à savoir 11.5, 10.5, 8.5 et 6.5 mètres. Il est à noter que l'inversion moyenne de 67 % permettant d'obtenir un gain plat dans la région 1540-1556 nm est obtenue pour une longueur de fibre égale à 8.5 mètres avec la puissance de pompe maximale de 120 mW. De la fibre monomode (SMF) de différentes longueurs a été ajoutée à la cavité afin d'en contrôler la longueur totale. Elles sont insérées dans la cavité entre le réseau de Bragg et le circulateur optique. (figure 3.9 (A)). La contribution de cette fibre SMF sur la longueur de la cavité est donc doublée. Nous avons utilisé plusieurs configurations de filtre permettant de sélectionner 1, 3, ou 6 bandes spectrales. Ces filtres sont toujours des réseaux de Bragg écrits sur la même fibre photosensible mais spatialement séparé lorsqu'une configuration multicanaux est nécessaire. Une présentation exhaustive des cartes produites serait fastidieuse. Aussi, la figure 3.14 présente un résumé des cartes d'intérêt, c'est-à-dire celles où le régime d'émission continu a été obtenu pour une plage importante de pertes et de puissance de pompe. L'analyse de ces cartes n'est pas toujours aisée et des règles générales sur l'apparition d'un régime déterminé sont difficiles à établir. Cependant, plusieurs conclusions se dégagent de l'étude de ces cartes.

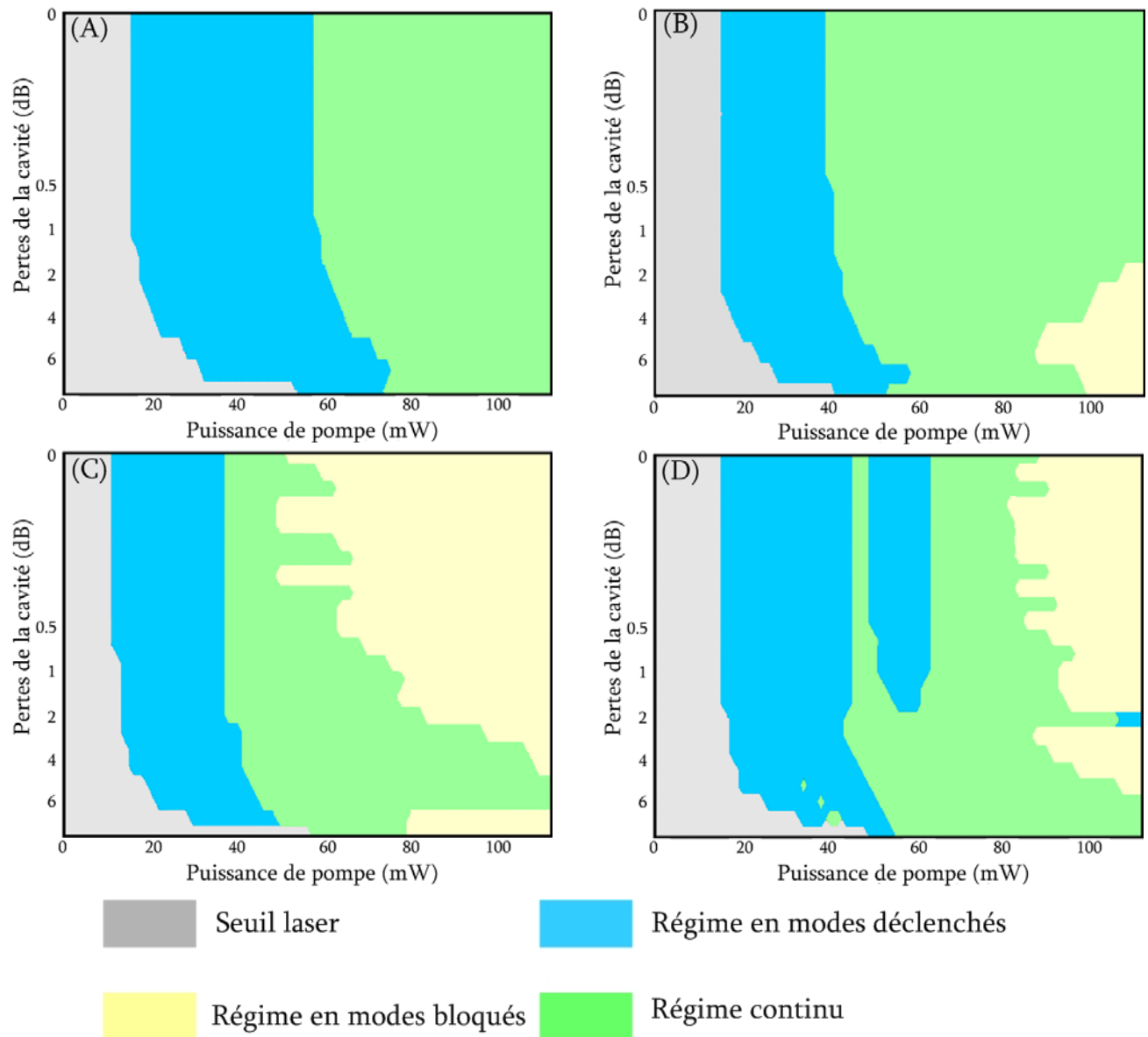


Figure 3.14 : Cartographie des régimes laser. (A) 6.5 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde, (B) 8.5 m de fibre erbium, 100 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde, (C) 10 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde, (D) 11.5 m de fibre erbium, 50 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde.

Tout d'abord, il apparaît que le nombre de longueurs d'ondes constitue un paramètre déterminant permettant de maximiser la région d'émission en régime continu. En effet, dans les quatre cas présentés le nombre de longueurs d'onde est toujours égal à trois. En fait comme l'indique la carte (B), le facteur limitant de la surface de la région d'émission continue est l'apparition du régime de modes bloqués lorsque la puissance de pompe devient importante.

En augmentant le nombre de canaux, la puissance laser de chacune d'entre elle est diminuée. Une telle répartition de la puissance laser réduit l'impact des effets non linéaires à l'origine du régime impulsif.

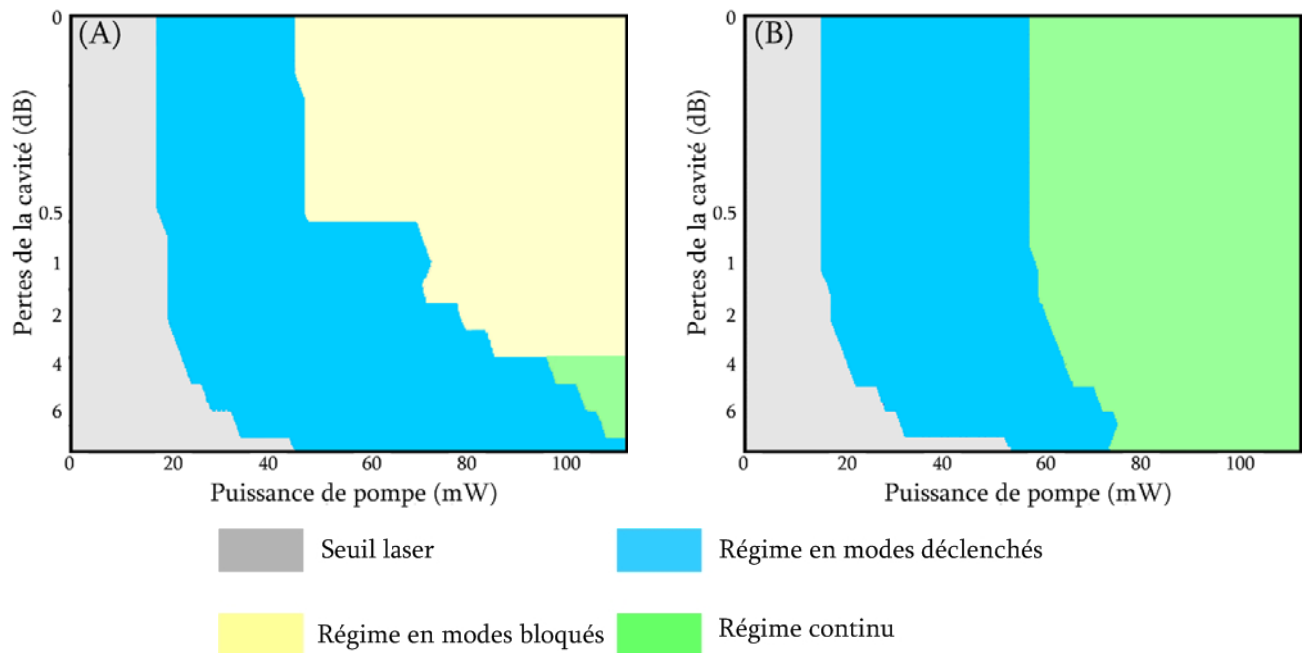


Figure 3.15 : Analyse de l'impact du nombre de longueurs d'onde. (A) 6.5 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 1 longueur d'onde, (B) 6.5 m de fibre erbium, 70 m de fibre SMF, 3 longueurs d'onde.

Cette particularité est clairement représentée à la figure 3.15. La figure 3.15 présente les cartes de régime d'émission pour une cavité composée de 6.5 mètres de fibre dopée erbium et dont la longueur totale est de 110 mètres. La différence entre les deux configurations a trait aux nombres de bandes spectrales pouvant développer une émission laser. Dans le cas de la figure 3.15 (A), la cavité est composée d'un filtre mono-longueur d'onde, la seconde configuration quant à elle, utilise un dispositif spectral permettant la sélection de trois longueurs d'onde. Il est possible de remarquer que lorsque la configuration laser ne contient qu'une seule longueur d'onde, le régime de modes bloqués est relativement important. Le régime continu ne peut s'établir dans la cavité seulement si les pertes intrinsèques sont élevées. Dans le cas de la seconde configuration (la sélection de trois longueurs d'onde), le régime continu prédomine progressivement et le régime de modes bloqués disparaît.

Au regard de ces observations, nous pouvons en déduire que plus le nombre de longueurs d'onde est élevé, plus le laser aura tendance à émettre dans un régime continu. Il s'agit là d'un point positif dans la mesure où notre premier objectif est de réaliser des sources continues fortement multi-longueurs d'onde. L'apparition du régime de modes bloqués sera donc combattue en augmentant le nombre de longueurs d'onde, ce qui dans le cadre de nos travaux est amplement satisfaisant.

Un aspect plus préoccupant est la présence du régime de modes déclenchés. En effet, si nous poursuivons l'analyse de la figure 3.14, nous nous constatons que ce régime est présent dans tous les cas de figure étudiés. Aucun des paramètres utilisés lors de cette caractérisation ne permet de l'éliminer, tout au plus est-il possible de réduire sa surface. Ce régime constitue un problème non négligeable puisqu'il limite la puissance disponible pour le régime continu, ce qui est notre objectif. De plus, aucune application dans le domaine des télécommunications optique ne requiert une source multi-longueur d'onde émettant dans un régime de modes déclenchés.

Enfin, pour conclure notre analyse de la cartographie des régions d'émission de ce laser, nous avons étudié les frontières entre les différents régimes. Il apparaît que ces frontières ne sont pas nettes et cela est dû à des effets de polarisation à l'intérieur de la cavité. En effet, la cavité est sensible à la polarisation car elle n'est pas constituée de fibre à maintien de polarisation ce qui est généralement le cas pour les lasers commerciaux. Pour y remédier, nous avons tenté d'optimiser l'état de polarisation en ajustant au mieux le contrôleur de polarisation, mais ceci n'a pas garanti la conservation de l'état de polarisation lors des expériences. Une attention particulière devra être accordée à la polarisation durant la réalisation de laser multi-longueurs d'onde.

III.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons apporté la preuve expérimentale que l'émission lumineuse issue d'une source multi-longueurs d'onde, utilisant un décaleur de fréquence, était effectivement une émission laser. En effet, nous avons déterminé l'apparition d'un seuil dans la courbe Puissance optique laser de sortie-puissance de pompe ainsi qu'une discrimination spectrale.

La seconde partie de ce chapitre était consacrée à la caractérisation des régimes d'émission de ce type de laser. La littérature scientifique fait état d'une controverse sur le régime d'émission de ce type de cavité. La réalisation d'une cartographie complète des régimes d'émission nous a permis d'éclaircir ce point. En effet, nous avons déterminé que ce laser pouvait émettre suivant trois régimes : un régime continu, un régime de modes déclenchés passif et un régime de modes bloqués passif. L'analyse des différentes cartes réalisées n'a pas permis la définition de règles claires régissant l'apparition de ces régimes. Cependant, une constante semble émerger: l'augmentation du nombre de longueurs d'onde favorise un régime continu. Cet aspect est positif car nous souhaitons réaliser des sources fortement multi-longueurs d'onde et à émission continue pour des applications de télécommunications optiques. Malheureusement, le régime à modes déclenchés passif est toujours présent. Il s'agit d'un inconvénient majeur puisqu'il limite la présence du régime continu et qu'il est inutilisable pour des applications de communication optique.

Nous pensons donc qu'il est essentiel avant de poursuivre le développement de sources multi-longueur d'onde, de réaliser une étude de ce régime afin d'en identifier l'origine et la dynamique.

III.6 Bibliographie

- [1] H. Sasamori, K. Isshiki, H. Watanabe, et K. Kasahara, "Multiwavelength erbium-doped ring light source with fiber grating filter", *Technical digest of optical amplifiers and their applications*, WC3, pp. 235, 1997.
- [2] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle, et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [3] M. Karásek et A. Bellemare, "Numerical Analysis of Multifrequency Erbium-Doped Fiber Ring Laser Employing a Periodic Filter and a Frequency shifter", *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 147, pp. 115-119, 2000.
- [4] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [5] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.
- [6] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "C-band multi-wavelength frequency-shifted Erbium-doped fiber laser", *Opt. Comm.*, Vol. 218, pp. 81-86, 2003.
- [7] L. C. Foster, M. D. Ewy et C. B. Crumly, "Laser mode locking by an external dopper cell", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 6, pp. 6-8, 1965.
- [8] W. Steifer et J.R. Whinnery, "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, pp. 335-338, 1970.
- [9] J. M. Sousa et O. G. Okhotnichov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted feedback fibre laser", *Optic. Comm.*, Vol. 183, pp. 227-241, 2000.
- [10] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.
- [11] K. Kasahara, K. Nakamura, M. Sato et H. Ito, "Dynamics proprieties of an all solid-state frequency-shifted feedback laser", *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 34, pp. 190-203, 1998.
- [12] I. C. M. Littler, S. Balle et K. Bergmann, "Continuous-wave laser without frequency domain mode structure: investigation of emission proprieties and buildup dynamics", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, pp. 1412-1420, 1991.

-
- [13] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers, device and system developments", *Wiley-interscience*, 2002.
- [14] H. L. An, X. Z. Lin, Y. E. B. Pun et H. D. Liu, "Multi-wavelength operation of an erbium-doped fiber ring laser using a dual-pass Mach-Zehnder comb filter", *Opt. Comm.*, Vol. 169, pp. 159-165, 1999.
- [15] A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, 1986.
- [16] A. Bellemare, "Lasers à fibre dopée erbium accordables et multifréquences applicables aux télécommunications par fibre optique", thèse présentée à la faculté des études supérieures de l'Université Laval, 2000.
- [17] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multi-wavelength erbium-doped fiber laser with frequency-shifted feedback", *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.

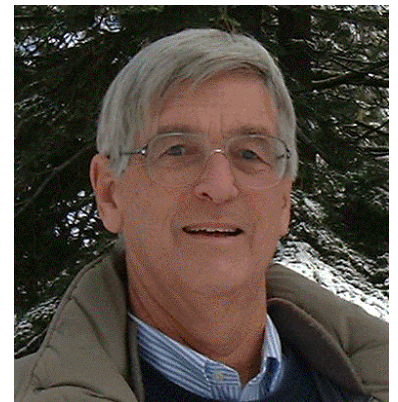
CHAPITRE

4



ÉMISSION EN RÉGIME PASSIF DE MODES DÉCLENCHÉS

Atonny E. Siegman né en 1931 a été professeur au sein du département de génie électrique et du département de physique appliqué de l'université Stanford jusqu'en 1998. Durant sa carrière, il a contribué à faire évoluer les domaines des micro-ondes, de l'optique quantique et des lasers. Il est notamment l'auteur du livre 'Lasers' que tout étudiant en physique des lasers devrait avoir en sa possession.



IV.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude du régime de modes déclenchés mis en évidence lors des expérimentations décrites au chapitre précédent. La littérature fournit un grand nombre de démonstrations de lasers opérant en régime de modes déclenchés, qui peuvent être divisées en deux grandes familles. La première regroupe les lasers dont le régime d'émission en modes déclenchés est obtenu de manière active^{[1]-[2]}. Dans cette configuration, la cavité contient un élément qui permet un contrôle du taux de répétition du train d'impulsions. Le dispositif couramment utilisé pour obtenir un régime de déclenchement actif est un modulateur acousto-optique (cf chapitre I).

La seconde famille englobe les lasers émettant dans un régime de modes déclenchés passif^{[3]-[4]}. Le terme passif reflète le fait que la cavité ne contient aucun dispositif de contrôle du taux de répétition. Il existe plusieurs manières d'obtenir ce régime. Il est possible, par exemple, d'inclure dans la cavité un absorbant saturable, qui est un élément optique dont la transmission varie en fonction de la puissance optique circulant à l'intérieur du laser^[3].

On retrouve dans la littérature plusieurs études consacrées aux lasers à fibre optique dopée à l'erbium présentant un régime d'auto-pulsation attribué au concept de paires d'ions. Au cours du chapitre I, nous avons discuté de la solubilité de l'erbium dans la silice. Lorsque le dopage en ions erbium est très important, il se forme alors au sein de la fibre des agrégats d'ions, qui se comportent alors comme un absorbant saturable et induisent la modulation des pertes de la cavité à l'origine du régime impulsionnel^{[4]-[6]}.

Bien que notre cavité laser soit réalisée autour d'un modulateur acousto-optique, ce dernier est utilisé dans une configuration de décaleur de fréquence. Le caractère actif du régime impulsionnel observé au chapitre III peut être, d'ores et déjà, écarté dans la mesure où un décaleur de fréquence ne réalise aucune modulation des pertes de la cavité. Notre régime de modes déclenchés est donc un régime passif. Avant de développer un modèle théorique pour étudier ce régime, nous devons nous assurer que son origine ne peut pas être imputée à la présence d'agrégats d'ions erbium. Nous

vérifierons donc dans un premier temps que la dynamique de paires d'ions n'induit pas ce régime impulsif. Cette condition sera vérifiée à l'aide d'une investigation expérimentale. En comparant le régime d'émission d'une cavité laser en configuration *free running* et celui de notre laser nous pourrions conclure que la dynamique de paires d'ions ne peut pas expliquer l'apparition de ce régime impulsif.

La seconde partie de ce chapitre, sera consacrée à une investigation numérique de ce régime basé sur l'utilisation d'un modèle classique d'onde propagative afin d'en déterminer son origine. À cette fin, nous serons amenés à proposer un modèle théorique et à choisir une méthode de résolution numérique adaptée aux spécificités de l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction d'une cavité laser. Les résultats de cette étude numérique nous permettront d'identifier que l'origine de ce régime est attribuable à une redistribution de l'énergie à l'intérieur du spectre initiée par le décaleur de fréquence.

Enfin, nous tenterons de comprendre les transitions entre le régime continu et le régime de modes déclenchés mises en évidence lors de la réalisation de la cartographie des régimes d'émission de ce laser (vues au chapitre III).

IV.2 Investigations expérimentales

Puisque nous n'avons pas introduit de façon délibérée d'absorbant saturable dans notre cavité, comme par exemple un composant de type SESAM⁴, la dynamique du régime impulsionnel doit trouver son origine dans d'autres phénomènes causant une modulation du gain. Parmi les hypothèses possibles, la formation d'agrégats de dopant est relativement fréquente dans les fibres optiques dopées à l'erbium^[6]. La mesure du pourcentage d'agrégats dans une fibre dopée est basée sur la détection de la pompe résiduelle transmise et constitue une procédure relativement complexe^[5]. La pompe résiduelle est approximée à l'aide d'un modèle théorique incluant le taux de paire d'ions, et en utilisant une méthode d'essais erreurs, il est alors possible d'obtenir le pourcentage d'agrégats présent dans la fibre dopée. On démontre qu'au-delà d'un taux de paire d'ions, il s'établit un régime impulsionnel^[4] pouvant mener à un chaos déterministe suivant une route quasi-périodique si ce taux augmente encore.

L'objectif de cette thèse n'est cependant pas de connaître le taux d'agrégat de notre milieu de gain, mais de savoir si la dynamique reliée aux paires d'ions peut expliquer l'apparition du régime d'auto-pulsation. Il est alors possible de s'affranchir de la complexité de cette mesure en utilisant une approche expérimentale qui nous paraît plus simple et plus rapide. Le protocole expérimental est basé sur la réflexion suivante : si la dynamique de paire d'ions est à l'origine du régime de modes déclenchés du laser, ce régime d'émission doit être observé pour une cavité *free running*, c'est à dire n'utilisant ni filtre spectral, ni décaleur de fréquence. En effet, puisque les agrégats se forment au cœur de la fibre dopée, la cavité laser la plus simple doit émettre suivant un régime impulsionnel dans le cas d'une fibre ayant un taux de paires d'ions supérieur à quelques pourcents. Nous avons utilisé le dispositif expérimental présenté à la figure 4.1 afin de voir si le laser avait un comportement auto-impulsionnel.

Le protocole expérimental consiste à étudier le régime d'émission du laser dans quatre configurations. La première d'entre elles est une cavité libre ou *free running* (sans décaleur de fréquence, ni filtre spectral), La seconde est la cavité libre à laquelle est ajoutée le filtre spectral, la

troisième comporte seulement le décaleur de fréquence. Enfin, la dernière configuration inclue les deux éléments (décaleur de fréquence ainsi que le filtre spectral).

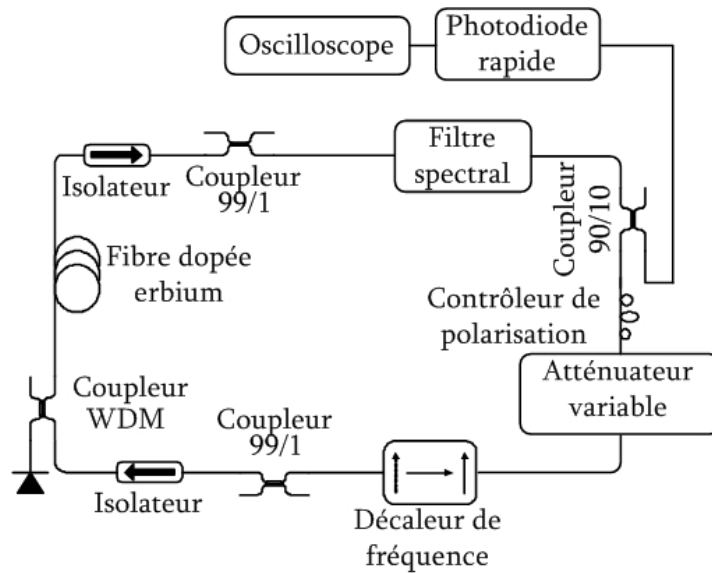


Figure 4.1 : Montage expérimental de la caractérisation du régime de modes déclenchés.

La cavité laser utilisée pour cette caractérisation est présentée à la figure 4.1. Le filtre spectral est celui utilisé au cours des expériences réalisées au chapitre III. Il s'agit d'un filtre mono-longueur d'onde basé sur la technologie des réseaux de Bragg dont la réponse spectrale a été présentée à la figure 3.8 (B) du chapitre précédent. Le dispositif de détection du régime d'émission est constitué d'une photodiode rapide de bande passante 25 GHz et d'un oscilloscope de bande passante de 1.9 GHz. La résolution du système de détection est donc limitée par l'oscilloscope, sans toutefois être un facteur limitatif pour la réalisation de nos mesures au vue du taux de répétition et de la largeur à mi-hauteur des impulsions que l'on cherche à caractériser (de l'ordre de la microseconde). Pour chacune de ces configurations nous établirons le régime d'émission du laser à l'aide de la photodiode rapide et de l'oscilloscope. La caractérisation du régime d'émission pour l'ensemble des configurations est présentée à la figure 4.2.

L'analyse de la figure 4.2 permet d'observer deux propriétés. Tout d'abord, la figure 4.2 (A) montre que le laser émet dans un régime continu lorsque la configuration *free running* est utilisée. La

⁴ Semiconductor saturable Absorber Mirror

nature continue du régime, et non pas impulsionnel, permet d'affirmer qu'il n'y a pas de processus d'absorption relié à la présence d'agrégats d'ions erbium. Ce phénomène n'est donc pas à l'origine du régime de modes déclenchés observé sur la figure 4.2 (D). La seconde propriété observée après analyse des figures 4.2 (B), (C) et (D), est que le régime de modes déclenchés apparaît uniquement lorsque le décaleur et le filtre spectral sont tous les deux présents dans la cavité.

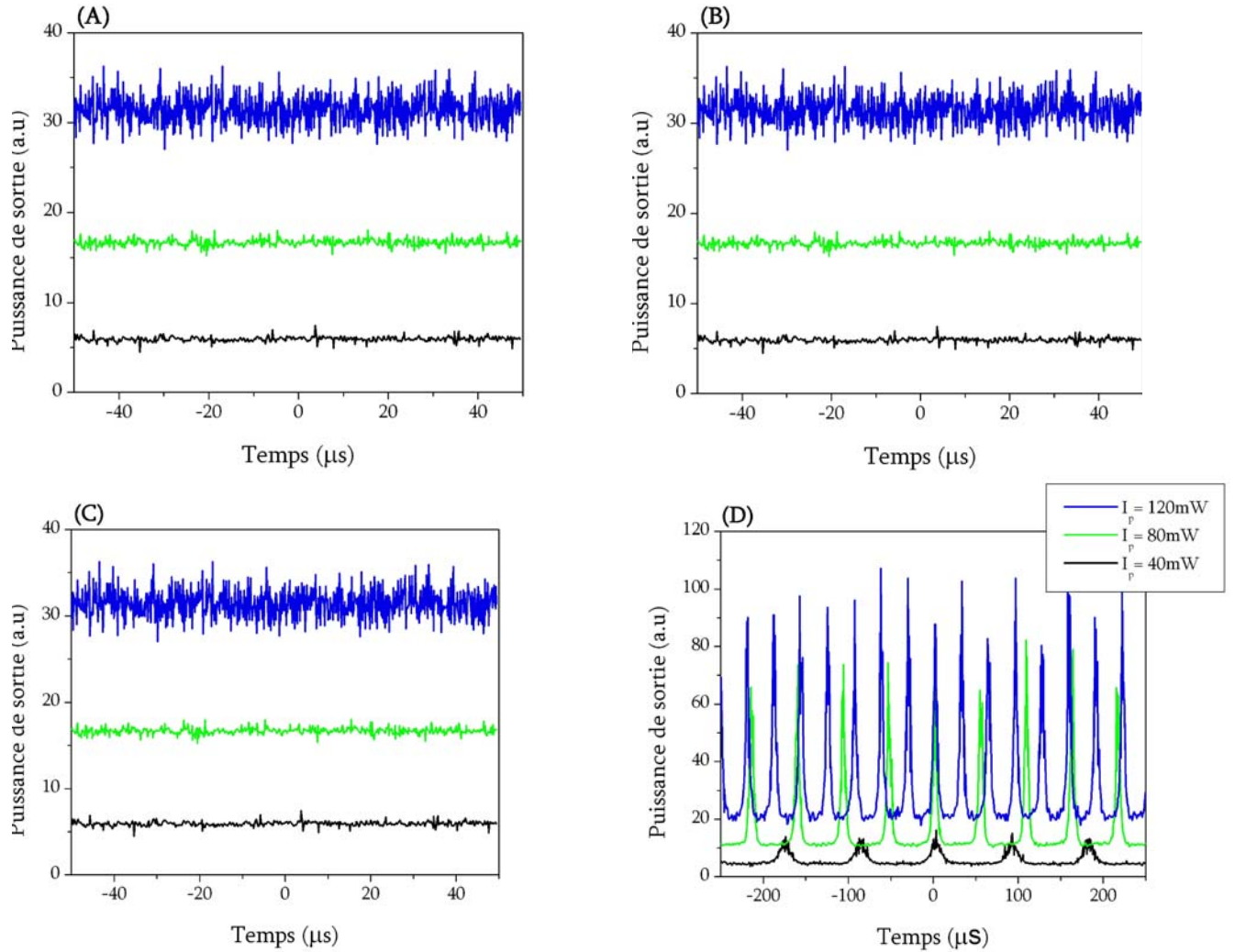


Figure 4.2 : Résultats expérimentaux. (A) laser *free running*, (B) laser utilisant le filtre, (C) laser utilisant uniquement le décaleur, (D) laser utilisant le filtre et le décaleur de fréquence.

Si la cavité laser ne comprend que le seul décaleur ou le seul filtre spectral, le régime d'émission est alors continu. Cette propriété est intéressante et n'a pas été, à notre connaissance, observée en

physique des lasers. Nous allons par la suite proposer un modèle théorique et réaliser des simulations numériques, permettant d'expliquer la dynamique de ce régime de modes déclenchés.

IV.3 Formalisme théorique du régime de modes déclenchés

Plusieurs modèles ont été proposés pour l'étude ou l'optimisation des lasers émettant dans un régime de modes déclenchés^{[7]-[10]}. Ces différents formalismes peuvent être divisés en deux catégories : le modèle point et le modèle d'ondes progressives. Nous introduirons dans la première partie de ce paragraphe ces deux modèles, en nous efforçant de présenter leurs avantages et inconvénients.

IV.3.1 Approximations et simplifications du problème

Notre but est de simuler des lasers à fibre dopée à l'erbium multi-longueurs d'onde, utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction. Une schématisation d'un tel dispositif est présenté à la figure 4.3 (A). Pour la majorité des cavités laser, on peut considérablement simplifier la modélisation en utilisant le schéma proposé à la figure 4.3 (B). En effet, la cavité laser peut être considérée d'un point de vue numérique comme étant la simple propagation de plusieurs champs (le champ du signal co et contra-propagatif et le champ de pompe) à l'intérieur d'un milieu de gain.

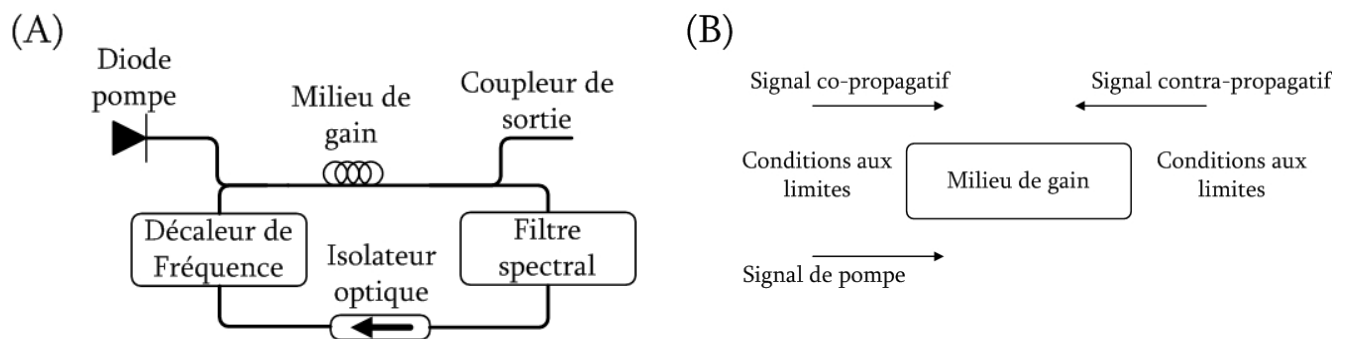


Figure 4.3 : Simplification de la cavité laser. (A) Schématisation d'un laser multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction, (B) Simplification de la cavité pour l'analyse numérique.

Les autres éléments de la cavité comme le filtre spectral, les isolateurs optique, le coupleur de sortie, les pertes et même le décaleur de fréquence peuvent être inclus dans l'écriture des conditions aux limites à appliquer à ces champs. Cette simplification est valide lorsque le formalisme utilisé repose sur l'utilisation de l'intensité des champs. Puisque cette simulation numérique vise à identifier la dynamique d'un régime de modes déclenchés, la phase du champ n'est pas essentielle car les modes de la cavité n'ont aucune relation de phase entre eux. C'est pourquoi, au lieu d'étudier la propagation des champs, nous pouvons limiter l'étude à la propagation de leur intensité. Enfin, toujours dans un souci de simplification, le modèle que nous établirons ne tiendra pas compte des effets non linéaires. Cette approximation ne permettra pas d'obtenir un régime d'émission en modes bloqués passif comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent. Cependant, ce n'est pas une approximation limitative étant donné que nous avons démontré au chapitre III que lorsque les effets non linéaires étaient importants, le régime d'émission n'était pas un régime de modes déclenchés mais un régime de modes bloqués.

IV.3.2 Modèle d'ondes propagatives

La modélisation d'une cavité laser utilisant le formalisme d'ondes propagatives, consiste à calculer l'évolution du champ ou de l'intensité des différents signaux présentés à la figure 4.3 (B) durant leur progression dans la structure résonnante. Le point de départ du modèle d'ondes propagatives est l'utilisation de l'équation d'onde généralisée^[11]:

$$\nabla^2 \cdot \vec{E}(x,y,z,t) - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}(x,y,z,t)}{\partial t^2} = -\nabla \cdot \left[\vec{E}(x,y,z,t) \cdot \left(\frac{\nabla \cdot \varepsilon}{\varepsilon} \right) \right] + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(x,y,z,t)}{\partial t^2} \quad (4.1)$$

où, $\vec{E}(x,y,z,t)$ représente le champ électrique, μ_0 représente la perméabilité du vide, ε , la permittivité du milieu, n l'indice du milieu, ε_0 la perméabilité du vide et $\vec{P}(x,y,z,t)$ est le vecteur de polarisation.

L'utilisation de l'équation (4.1) permet de calculer l'évolution des signaux co et contre-propagatifs ainsi que celle du signal de pompe. Cependant, pour le cas précis qui nous intéresse nous limiterons le calcul à l'intensité de ces signaux. De plus, notre cavité laser contenant un décaleur de

fréquence, il est essentiel que notre modèle comporte une dépendance spectrale. Enfin, nous ne considérons pas les variations de l'intensité suivant les composantes transverse (x,y), la fibre étant monomode et l'intensité optique distribuée selon le mode fondamental. Compte tenu de toutes ces hypothèses, on établit les équations suivantes pour la propagation des intensités laser et pompe^[12] :

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right] I_s^\pm(z,t,\nu) = \sigma_e(\nu) I_s^\pm(z,t,\nu) [N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + 2h\nu \Delta\nu \sigma_e(\nu) N_2(z,t) \quad (4.2)$$

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right] I_p^+(z,t) = -\sigma_p^a I_p^+(z,t) N_1(z,t) \quad (4.3)$$

où v_g représente la vitesse de groupe, $\Delta\nu$, largeur des sections spectrales et γ_s , le rapport des sections efficaces d'absorption et d'émission.

Les équations (4.2) et (4.3) sont des équations de propagation. Par conséquent, elles dépendent des variables temporelle t et spatiale z . Notons aussi que l'équation (4.2), dépend d'une variable fréquentielle ν , pour prendre en compte les différentes composantes spectrales de l'intensité optique, que l'on considère sans relation de phase entre elles. Comme cela sera expliqué par la suite, cette variable correspond en fait à un échantillonnage. Lors de la résolution numérique, nous serons amenés à diviser la bande spectrale d'étude en une multitude de segments élémentaires.

La première partie du membre de droite de l'équation (4.2) représente le terme d'amplification provenant de la génération par le milieu de l'émission stimulée. Le second terme représente l'émission spontanée. L'émission spontanée amplifiée est souvent considérée comme un signal à part entière dans les modèles numériques d'amplificateurs optiques. Nous jugeons, cependant, plus simple de calculer le niveau d'émission spontanée ajouté au signal. Le calcul de ce niveau se fait en considérant l'énergie provenant d'une désexcitation spontanée pour chaque segment spectral.

L'équation (4.3) caractérise l'évolution du signal de pompe au cours de sa propagation dans le milieu de gain. La pompe est en fait absorbée avec un temps de vie égal à $\sigma_p^a N_1(z,t)$. Le signal de pompe considéré est monochromatique et de longueur d'onde égale à 980 nm.

Nous avons donc défini les équations permettant de calculer l'évolution du signal laser et du signal de pompe au cours de leur propagation dans le milieu de gain. Il reste maintenant à compléter ce modèle en ajoutant une équation définissant l'évolution de la population du niveau supérieur de l'erbium.

Comme nous l'avons vu au chapitre II, l'erbium, pompé à 980 nm est un système à trois niveaux d'énergie. Cependant, il est commun de réduire ce système à deux niveaux car la transition entre le niveau $^4I_{11/2}$ et le niveau $^4I_{13/2}$ est extrêmement rapide. L'évolution de la population du niveau supérieur dans le cadre d'un système à deux niveaux se traduit par l'équation suivante^[2] :

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = [R_{13}(z,t) + W_a(z,t)]N_1(z,t) - [W_e(z,t) + \frac{1}{\tau}]N_2(z,t) \quad (4.4)$$

où N_0 représente la concentration totale d'ions erbium dans la fibre dopée, et égale à la somme des populations des niveaux 1 et 2 pour le couple (z,t) , $W_a(z,t)$ et $W_e(z,t)$ définissent les taux d'absorption et d'émission du signal et $R_{13}(z,t)$ le taux d'absorption de la pompe.

Les différents taux de transition sont définis de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{13}(z,t) = \frac{\sigma_p^+ I_p^+(z,t)}{A_{\text{eff}} h\nu} \\ W_a(z,t) = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \int_0^\infty \frac{\sigma_a(\nu) [I_s^+(z,t,\nu) + I_s^-(z,t,\nu)]}{h\nu} \eta(\nu) d\nu \\ W_e(z,t) = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \int_0^\infty \frac{\sigma_e(\nu) [I_s^+(z,t,\nu) + I_s^-(z,t,\nu)]}{h\nu} \eta(\nu) d\nu \end{array} \right. \quad (4.5)$$

avec $\Gamma(\nu)$, le facteur de recouvrement entre le mode de propagation et la distribution des dopants.

L'équation (4.4) est un bilan des variations de la population du niveau supérieur. Dans le second membre de l'équation (4.4), le premier terme de droite traduit l'accroissement de la population dû au pompage et à l'absorption du signal. On retrouve également un terme de décroissance, lié à l'émission du signal stimulé et aussi à la désexcitation spontanée caractérisée par une constante de temps τ . Cette

équation d'évolution ne tient pas compte de l'émission d'un signal à la longueur d'onde de pompe car la section efficace d'émission à 980 nm est négligeable.

Enfin, les équations (4.2) et (4.3) sont des équations aux dérivées partielles, leurs résolutions nécessitent donc l'ajout de conditions aux limites suivant z . Comme suggéré à la figure 4.3 (B), ces conditions aux limites doivent tenir compte de la réponse en intensité de tous les éléments qui constituent la cavité laser :

$$\begin{cases} I_p^+(0,t)=I_0 \\ I_s^+(0,t,\nu)=\alpha \cdot \alpha_{\text{coupleur}} \cdot I_s^+(L_g,t,\nu+f_s) \cdot F(\nu) \\ I_s^-(L_g,t,\nu)=\alpha \cdot \alpha_{\text{coupleur}} \cdot \alpha_{\text{iso}} \cdot I_s^-(0,t,\nu+f_s) \cdot F(\nu) \end{cases} \quad (4.6)$$

La cavité que nous allons étudier est une cavité en anneau, par conséquent l'intensité du signal co-propagatif à la position $z=L_g$ est réinjectée à la position $z=0$ après avoir subi les réponses en intensité du filtre ($F(\nu)$), les pertes du coupleur de sortie (α_{coupleur}) et les pertes intrinsèques (α) de la cavité. Le passage dans le décaleur est considéré en utilisant l'intensité $I_s^+(L_g,t,\nu+f_s)$ en $z=L_g$.

D'un point de vue numérique, ce décalage en fréquence est simple à réaliser compte tenu de l'échantillonnage en fréquence de l'intensité optique. Des conditions aux limites similaires sont appliquées au signal contra-propagatif. Néanmoins nous devons tenir compte de l'atténuation de l'isolateur optique (α_{iso}) qui impose une propagation unidirectionnelle dans la cavité. La condition aux limites appliquée au signal de pompe est relativement simple, elle se résume au fait que la puissance de pompe à $z=0$ est constante.

Pour résumer, le modèle d'onde propagative équivaut à la résolution du système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = [R_{13}(z,t) + W_a(z,t)]N_1(z,t) - [W_e(z,t) + \frac{1}{\tau}]N_2(z,t) \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}] I_s^+(z,t,v) = \sigma_e(v) I_s^+(z,t,v) [N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + 2h\nu \Delta v \sigma_e(v) N_2(z,t) \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}] I_s^-(z,t,v) = \sigma_e(v) I_s^-(z,t,v) [N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + 2h\nu \Delta v \sigma_e(v) N_2(z,t) \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}] I_p^+(z,t) = -\sigma_p^a I_p^+(z,t) N_1(z,t) \end{array} \right. \quad (4.7)$$

et utilisant les conditions aux limites spécifiées à l'équation (4.6).

Ce modèle est extrêmement précis et réaliste car il n'utilise que des approximations valides et son formalisme provient directement de l'équation de propagation des ondes et donc, des équations de Maxwell. Cependant, la résolution d'un tel système d'équations est relativement fastidieuse. La méthode numérique couramment utilisée consiste à réduire ce système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations différentielles ordinaires que l'on résout classiquement à l'aide de routine Runge-Kutta d'ordre 4. Ce formalisme permet à la fois de suivre l'évolution spectrale et temporelle du champ. Toutefois, ce système peut induire des temps de calcul relativement importants car avant d'atteindre le régime permanent, la partie transitoire peut être longue. Ce transitoire peut par ailleurs aider à la compréhension de la dynamique.

Dans certains cas, il est possible de réduire la complexité liée aux dérivées partielles en utilisant le modèle point, que nous allons décrire au paragraphe suivant.

IV.3.3 Modèle point

Afin de s'affranchir de la résolution du système d'équations aux dérivées partielles (4.7), le modèle point propose de formuler la dynamique d'un régime de modes déclenchés en utilisant un système d'équations différentielles. Pour se faire, ce modèle propose de considérer que l'intensité des signaux est uniforme le long de la fibre optique. Considérant cette approximation, les définitions des signaux co et contra-propagatifs ainsi que du signal de pompe peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{I}_s^+(t, \nu) = \frac{1}{L_g} \cdot \int_0^L I_s^+(z, t, \nu) \cdot dz \\ \hat{I}_s^-(t, \nu) = \frac{1}{L_g} \cdot \int_0^L I_s^-(z, t, \nu) \cdot dz \\ \hat{I}_p^+(t) = \frac{1}{L_g} \cdot \int_0^L I_p^+(z, t) \cdot dz \end{array} \right. \quad (4.8)$$

De plus le modèle considère aussi que les populations des niveaux d'énergie sont intégrées le long de la fibre optique. Avec cette nouvelle définition des signaux et des populations, il est alors possible d'établir un nouveau système d'équations en réalisant une intégration du système (4.7) le long de l'axe z .

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \hat{N}_2(t)}{\partial t} = [\hat{R}_{13}(t) + \hat{W}_a(t)] \hat{N}_1(t) - [\hat{W}_e(t) + \frac{1}{\tau}] \hat{N}_2(t) \\ \frac{1}{v_g} \frac{\partial \hat{I}_s^+(t, \nu)}{\partial t} = \sigma_e(\nu) \hat{I}_s^+(t, \nu) [\hat{N}_2(t) - \gamma_s \hat{N}_1(t)] + 2h\nu \Delta \nu \sigma_e(\nu) \hat{N}_2(t) + [(\alpha \cdot \alpha_{\text{coupleur}} \cdot F(\nu)) - 1] \hat{I}_s^+(L, t, \nu + f_s) \\ \frac{1}{v_g} \frac{\partial \hat{I}_s^-(t, \nu)}{\partial t} = \sigma_e(\nu) \hat{I}_s^-(t, \nu) [\hat{N}_2(t) - \gamma_s \hat{N}_1(t)] + 2h\nu \Delta \nu \sigma_e(\nu) \hat{N}_2(t) + [(\alpha \cdot \alpha_{\text{coupleur}} \cdot \alpha_{\text{iso}} \cdot F(\nu)) - 1] \hat{I}_s^-(0, t, \nu + f_s) \\ \frac{1}{v_g} \frac{\partial \hat{I}_p^+(t)}{\partial t} = -\sigma_p^a \hat{I}_p^+(t) \hat{N}_1(z, t) - \hat{I}_p^+(L_g) + I_0 \end{array} \right. \quad (4.9)$$

Un modèle point permet donc de décrire une cavité avec un ensemble d'équations différentielles couplées dont la résolution est relativement simple. Il suppose l'approximation d'uniformité des signaux le long de l'axe z , qui ne s'applique pas à notre cas expérimental. Comme nous l'avons montré au chapitre II, des simulations d'un milieu de gain utilisant une fibre dopée à l'erbium avaient mis en évidence que la plupart des paramètres physiques évoluaient fortement au cours de la propagation dans la fibre (figure 2.31 à 2.37).

Des études tendent à démontrer que lorsque le milieu de gain devient trop long, le modèle point perd de sa précision^[8]. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser un modèle d'ondes propagatives pour nos investigations numériques.

IV.4 Résolution numérique du système d'équations

La résolution numérique du système d'équations (4.7) est longue et fastidieuse pour des méthodes de résolution classiques d'équations aux dérivées partielles. Il est possible de réduire la complexité de ce système et donc de minimiser le temps de calcul en réalisant un changement de variable adéquat, que nous présentons au paragraphe suivant.

IV.4.1 Simplification du système d'équations

En utilisant le changement de variables (4.10), il est possible de transformer le système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations différentielles pour les variables Ψ et Θ :

$$\begin{cases} \Psi = \frac{(v_g t + z)}{2} \\ \Theta = \frac{(v_g t - z)}{2} \end{cases} \quad (4.10)$$

Ce changement de variable est couramment utilisé dans le domaine des lasers à semi-conducteurs^[10]. En appliquant ce changement de variable aux systèmes d'équations (4.7), on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = [R_{13}(z,t) + W_a(z,t)]N_1(z,t) - [W_e(z,t) + \frac{1}{\tau}]N_2(z,t) \\ \frac{\partial I_s^+(\Psi, \Theta, \nu)}{\partial \Psi} = \sigma_e(\nu)I_s^+(\Psi, \Theta, \nu)[N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + 2h\nu\Delta\nu N_2(z,t)\sigma_e(f\nu) \\ \frac{\partial I_s^-(\Psi, \Theta, \nu)}{\partial \Theta} = \sigma_e(\nu)I_s^-(\Psi, \Theta, \nu)[N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + 2h\nu\Delta\nu N_2(z,t)\sigma_e(\nu) \\ \frac{\partial I_p^+(\Psi, \Theta)}{\partial \Psi} = -\sigma_p^a I_p^+(\Psi, \Theta)N_1(z,t) \end{cases} \quad (4.11)$$

La résolution de ce type de système est alors simplifiée comme de nombreux travaux le stipulent dans la littérature. La résolution du système d'équation (4.11) se réduit à l'intégration

d'équations différentielles ordinaires à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta par exemple. Nous notons que l'équation qui décrit l'évolution de la population du niveau supérieur n'est pas affectée par ce changement de variable car la variable d'intégration reste le temps. Enfin, les conditions aux limites (4.8) ne changent pas.

IV.4.2 Méthode de résolution numérique

Le système d'équations (4.11) admet une dépendance spectrale par l'intermédiaire de la variable v . Cette dépendance permet non seulement d'intégrer le décalage en fréquence, mais aussi de calculer le spectre d'émission du laser, ce qui constitue un avantage pour la recherche de l'origine du régime impulsionnel. Cependant, le nombre d'équations différentielles à résoudre est multiplié par le nombre de points spectraux et il est important de veiller à réduire les temps de calcul par le choix de la méthode numérique et de la technique d'échantillonnage.

Les diverses composantes spectrales des intensités sont échantillonnées et sont mises en mémoire dans un tableau. Le décalage en fréquence est obtenu par un simple décalage de l'indexation pour les tableaux $I_s^+(\Psi, \Theta, v)$ et $I_s^-(\Psi, \Theta, v)$ comme l'illustre la figure 4.4.

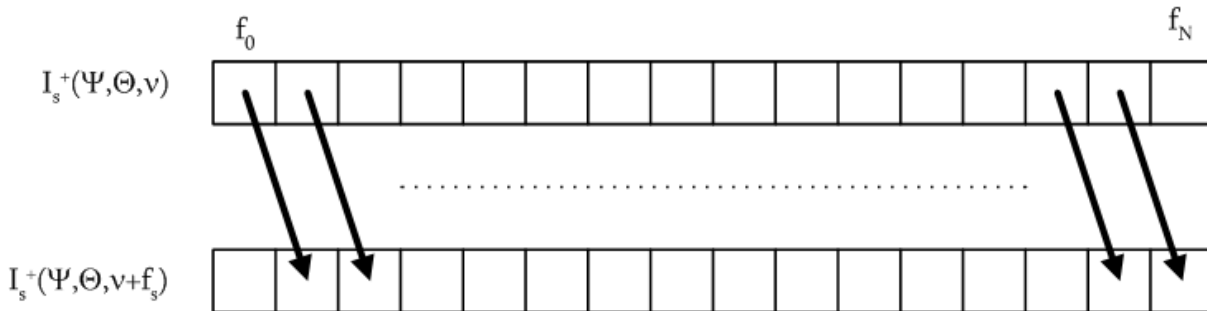


Figure 4.4 : Schématisation du décalage en fréquence.

Le pas d'échantillonnage doit donc être un sous multiple ou égal à la fréquence de décalage. Cette fréquence est de l'ordre de 80 MHz et la plage spectrale de notre étude correspond à la bande C de l'erbium soit 5000 GHz. Les tableaux du signal co et contra propagatif seront donc de grande dimension ce qui risque de ralentir considérablement la vitesse des calculs. Afin de limiter le nombre

des calculs^[12], nous utilisons un échantillonnage adaptatif pour les deux signaux. Ainsi, le pas d'échantillonnage sera fin (valeur du décalage ou diviseur de cette valeur) dans la bande spectrale (imposée par le filtre), où l'émission laser doit s'établir, et plus important en dehors de cette région. En poursuivant notre recherche de réduction de temps de calcul, l'étude sera réalisée dans une configuration mono-longueur d'onde. En effet, nous avons démontré précédemment, que si le régime de modes déclenchés apparaissait, il était effectif pour toutes les bandes spectrales^[13].

Dans un second temps, notre attention se porte sur la pertinence de la méthode de résolution du système d'équations à minimiser le temps de calcul. La résolution des équations différentielles est souvent effectuée en utilisant une méthode Runge-Kutta d'ordre 4^[14], plus rarement avec des méthodes d'inflexion ou de prédicteurs-correcteurs^[14]. Pour connaître la valeur d'une fonction au point $x=x_1$ connaissant sa valeur au point $x=x_0$, l'algorithme Runge-Kutta d'ordre 4 utilise le calcul de trois points intermédiaires. Cette méthode de résolution est très fiable et précise. Cependant, le temps de calcul est important, notamment dans le cas de tableaux volumineux comme ceux que nous sommes amenés à traiter. Dans notre cas, l'intensité des signaux que nous cherchons à calculer varie relativement lentement (de l'ordre de quelques dizaines de microseconde). À ce titre, il nous semble justifié de réduire l'ordre de la méthode Runge-Kutta et d'utiliser un algorithme d'ordre 2 qui ne nécessite le calcul que d'un seul point intermédiaire. La diminution du nombre de points intermédiaires nous permet de réduire le temps de calcul.

L'algorithme de résolution du système d'équations (4.11) en utilisant la méthode Runge-Kutta d'ordre 2 est présenté à la figure 4.5. Tout d'abord le milieu de gain de longueur L est divisé en plusieurs segments de longueur Δz . La résolution spatiale Δz fixe la résolution temporelle Δt , ($\Delta t = \Delta z / v_g$) par l'intermédiaire de la vitesse de groupe v_g . La résolution d'équations différentielles nécessite l'utilisation de conditions initiales, que nous avons définies comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_s^+(\Psi, \Theta, \nu) = 0 \quad \forall \Psi, \Theta \text{ et } \nu \\ I_s^-(\Psi, \Theta, \nu) = 0 \quad \forall \Psi, \Theta \text{ et } \nu \\ I_p^+(0, 0) = I_0 \\ N_2(z, t) = 0 \quad \forall z \text{ et } t \end{array} \right. \quad (4.12)$$

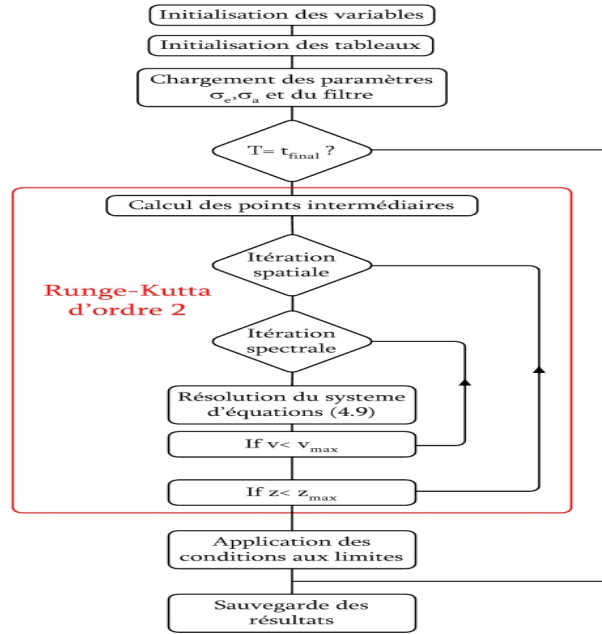


Figure 4.5 : Algorithme de résolution du système d'équations (4.11).

Ces conditions initiales permettent de calculer les paramètres $I_s^+(\Psi, \Theta, \nu)$, $I_s^-(\Psi, \Theta, \nu)$, $I_p(\Psi, \Theta)$ et $N_2(z, t)$ pour le point $(\Psi=0, \Theta=0)$. Il est alors possible d'utiliser la routine Runge-Kutta afin de calculer le premier point intermédiaire de la première section de fibre dopée à l'erbium, puis la valeur des paramètres au point $(\Psi=\Delta z/2, \Theta=-\Delta z/2)$. Ce processus est alors répété jusqu'à atteindre la fin du milieu de gain. Pour chaque section de fibre dopée, les paramètres, $I_s^+(\Psi, \Theta, \nu)$, $I_s^-(\Psi, \Theta, \nu)$, $I_p(\Psi, \Theta)$ et $N_2(z, t)$, calculés à la section précédente servent de conditions initiales au calcul des paramètres de la section courante. Lorsque la fin du milieu de gain est atteinte, les conditions aux limites (4.6) sont utilisées pour calculer les nouvelles valeurs des puissances des signaux co et contra-propagatifs ainsi que de la pompe. Le temps est alors incrémenté et le processus se poursuit sur toute la plage temporelle de l'étude. Il est à noter que pour chaque section du milieu de gain, on doit résoudre les équations différentielles des signaux lasers pour chaque composante spectrale. Ces multiples résolutions sont à l'origine du temps de calcul relativement long. Le programme complet de la simulation de ce type de cavité laser est présenté en annexe C.

IV.4.3 Validation du processus numérique

En préambule à la simulation d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction, il nous paraît important de valider les différents choix effectués jusqu'à présent, telle la méthode Runge-Kutta d'ordre 2. Pour se faire, nous avons simulé les résultats expérimentaux de la référence [15]. Dans un second temps, nous réaliserons les premières simulations de notre cavité laser dans le but de retrouver les résultats expérimentaux présentés au début de ce chapitre. Nous pourrons alors en conclure que la modélisation du décalage en fréquence ainsi que l'utilisation d'un pas d'échantillonnage spectral adaptatif constituent des choix pertinents.

a) Simulation des résultats expérimentaux publiés par Chandonnet et Larose.

Nous avons choisi de simuler les résultats de Chandonnet et Larose.^[15] car tous les paramètres nécessaires à nos investigations numériques y sont transcrits. Le montage expérimental utilisé dans leurs expériences est présenté à la figure 4.6.

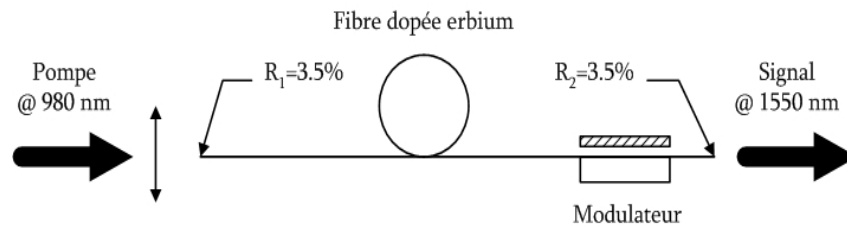


Figure 4.6 : Montage expérimental de Chandonnet et Larose^[15].

Cette configuration repose sur l'utilisation d'une cavité Fabry-Perot. Le milieu de gain est une fibre dopée erbium de 75 centimètres de long dont l'absorption à 980 nm était de 23 dB/m et de 35 dB/m à 1550 nm. Les réflecteurs servant à fermer la cavité sont en fait les facettes des bouts de la fibre, ce qui implique un coefficient de réflexion de 3.5 %. Le milieu de gain est pompé à l'aide d'un laser titane saphir à la longueur d'onde de 980 nm, dont la puissance maximale de pompe était de 100 mW. L'injection de la puissance de pompe dans la fibre dopée était réalisée par l'intermédiaire d'un objectif de microscope de grossissement 40. Le régime de modes déclenchés a été obtenu en utilisant un modulateur composé d'un coupleur poli et d'un élément piézo-électrique. La commutation de ce modulateur entre un niveau de pertes de -10 dB et un niveau de -3 dB s'effectue en 175 ns. Le taux de répétition maximal de ce modulateur était de 400 Hz.

Afin de pouvoir simuler cette cavité laser, des modifications mineures doivent être apportées à notre modèle. Tout d'abord, la cavité proposée par Chandonnet et Larose n'utilise pas de décalage de fréquence et les paramètres spectraux, telles que les sections efficaces, ne nous sont pas connus. Nous n'inclurons donc pas de dépendance spectrale. Le calcul sera plus rapide, cependant nous n'aurons pas accès à l'ensemble du spectre laser.

De plus, la cavité comprend un modulateur acousto-optique. La modulation d'amplitude apporté par ce dernier induit un régime de modes déclenchés, dit actif. Les conditions aux limites doivent être modifiées afin d'intégrer ces nouveaux éléments^[2]:

$$\begin{cases} I_p^+(0,t)=I_0 \\ I_s^+(0,t)=\alpha.R_1.M(t).I_s^-(L_g,t-\Delta t) \\ I_s^-(L_g,t)=\alpha.R_2.M(t).I_s^+(L_g,t-\Delta t) \end{cases} \quad (4.13)$$

Où R_1 et R_2 représentent la réflectivité des deux miroirs qui forment la cavité et $M(t)$ définit la transmission du modulateur acousto-optique.

Tableau 4.1 : Paramètres de simulation de la configuration de Chandonnet et al^[15].

Paramètres physiques	Valeur
Longueur du milieu de gain [m]	0.75
Δz [m]	0.075
ρ [m ⁻³]	$3.26.10^{25}$
τ [ms]	10.3
Aire effective [μm^2]	50
Plage temporelle [ms]	3.5
Δt [ps]	375
Puissance de pompe [mW]	100
Longueur d'onde de la pompe [nm]	980
Nombre de points spatiaux	10

En utilisant le système d'équation (4.11) sans la dépendance spectrale et avec les conditions aux limites (4.14), il est alors possible de simuler le système laser présenté à la figure 4.6. Pour cela nous utiliserons les paramètres de simulation du tableau 4.1.

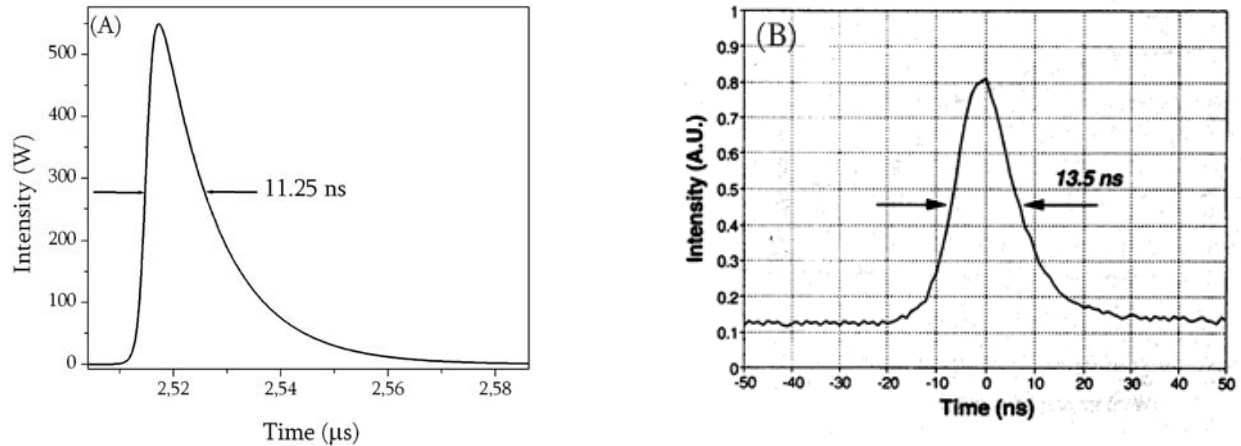


Figure 4.7 : (A) Résultats de la simulation, (B) résultats publiés par Chandonnet et al^[15].

Les résultats de cette simulation sont présentés à la figure 4.7a. Les impulsions sont très asymétriques ce qui est caractéristique du régime de modes déclenchés actif. Une légère différence apparaît au niveau de la puissance crête des impulsions (550 W pour les résultats numériques, 470 W pour les résultats expérimentaux^[15]), certainement due au manque de connaissances de certains paramètres comme l'aire effective, la concentration d'erbium, *etc.* La forte corrélation entre les résultats de notre simulation et ceux publiés par Chandonnet et al (figure 4.7b) est extrêmement encourageante pour la validation de notre méthode numérique. En outre, les résultats obtenus à l'aide de la méthode de Runge d'ordre 2 d'une part, et d'ordre 4 d'autre part sont identiques avec toutefois un temps de calcul plus long dans ce dernier cas. L'utilisation de l'ordre 2 semble donc justifiée.

b) Premières simulations d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction

Notre code permet de simuler des résultats déjà publiés de lasers en modes déclenchés actifs. Nous devons maintenant nous assurer de la possibilité de reproduire la dynamique d'un laser avec un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre réaction. Pour cela, nous allons tout d'abord simuler les résultats obtenus lors des investigations expérimentales présentés dans le premier paragraphe de ce chapitre (figure (4.2)). Les paramètres de ces simulations sont présentés au tableau 4.2.

Tableau 4.2 : Paramètres de simulation pour la configuration utilisant un décaleur de fréquence.

Paramètres physiques	Valeur
Longueur du milieu de gain [m]	14
Δz [m]	1
ρ [m ⁻³]	$1.54 \cdot 10^{24}$
τ [ms]	10.3
Aire effective [μm^2]	50
Plage temporelle [ms]	10
Δt [ns]	5
Puissance de pompe [mW]	100
Longueur d'onde de la pompe [nm]	980
Nombre de points spectraux	1998
Nombre de points spatiaux	14
Décalage en fréquence [MHz]	+80

Le protocole utilisé pour ces simulations est identique à celui des investigations expérimentales : la configuration laser est, dans un premier temps, prise sans décaleur en fréquence et sans filtre spectral, puis on introduit uniquement un filtre. La troisième simulation utilisera une cavité avec le décaleur mais sans le filtre spectral. Enfin, nous simulerons la cavité complète c'est à dire avec le décaleur de fréquence et le filtre spectral. Les résultats de cette série de simulations sont présentés à la figure 4.8.

L'analyse de la figure 4.8 montre que la dynamique est identique à celle établie expérimentalement. En effet, nous remarquons qu'il faut que le décaleur de fréquence et le filtre spectral soient présents dans la cavité pour que le laser émette dans un régime de modes déclenchés (figure 4.8(D)). Pour les autres configurations, le régime d'émission est continu après une phase transitoire ce qui concorde avec les résultats expérimentaux présentés précédemment.

La correspondance des résultats numériques et expérimentaux nous permet de conclure que le modèle théorique que nous avons établi est bien adapté à l'investigation numérique d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. La pertinence de la méthode numérique d'une part et du modèle d'autre part, étant établi, il est possible de débiter l'étude du régime de modes déclenchés à proprement dit afin d'en identifier l'origine et de décrire plus en détails la dynamique.

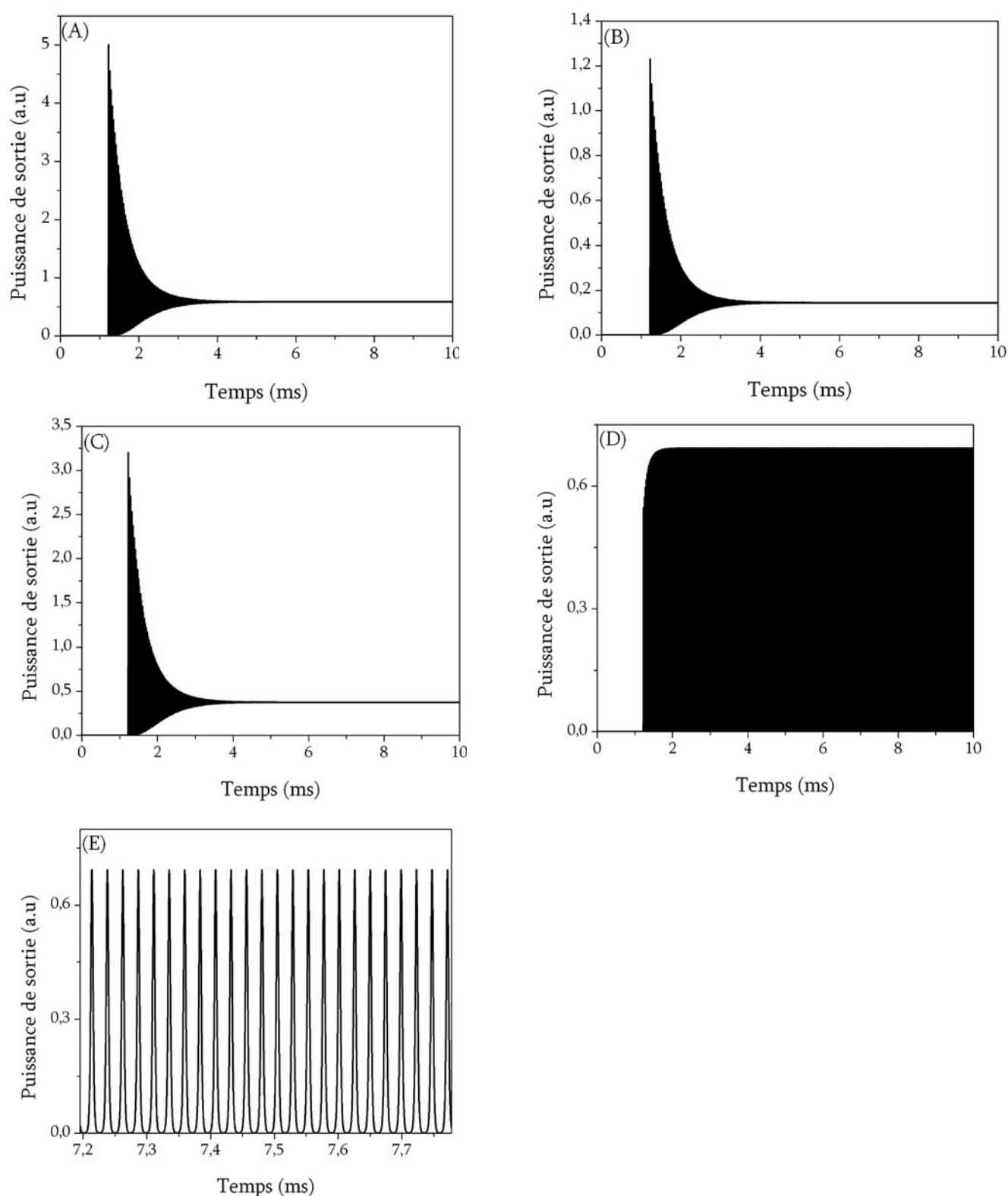


Figure 4.8 : Résultats des simulations numériques. (A) laser *free running*, (B) laser utilisant le filtre uniquement, (C) laser utilisant le décaleur uniquement, (D) laser utilisant le filtre et le décaleur de fréquence, (E) élargissement de la figure (D).

IV.5 Analyse du régime en modes déclenchés

Au regard des simulations préliminaires, il semble évident que la dynamique du régime d'émission en modes déclenchés n'est pas due à une modulation des pertes de la cavité comme dans le cas classique d'un régime de modes déclenchés. Le but de ce paragraphe est de déterminer la dynamique qui est à l'origine de ce régime d'émission. Le calcul du spectre du laser pour différents instants va nous permettre d'identifier que la dynamique de ce régime est basée sur une distribution de l'énergie au cœur du spectre du laser.

IV.5.1 Premières investigations

L'objectif de ces toutes premières simulations est de vérifier que l'origine du régime impulsionnel que nous observons ne provient pas de la modulation des pertes de la cavité. À cette fin, nous concentrons notre attention sur les résultats concernant la population, N_2 , du niveau supérieur ainsi que sur le spectre de ce laser. Au cours de ces simulations, nous avons utilisé les paramètres présentés au tableau 4.2, à l'exception de la plage temporelle, réduite à 3.5ms afin de réduire le temps de calcul. Les résultats de ces premières simulations apparaissent à la figure 4.9.

La figure 4.9 (A) décrit l'absorption de la puissance de pompe au cours de sa propagation le long du milieu de gain. Cette décroissance est classique et correspond à celles présentées dans le chapitre II. La figure 4.9 (C) présente le spectre de sortie du laser. Ce spectre est constitué du signal laser et d'un bruit de fond correspondant à l'ESA (Emission Spontanée Amplifiée). Le pic du signal laser apparaît à la longueur d'onde 1549 nm. Cette longueur d'onde d'émission est stabilisée grâce au filtre spectral contenu dans la cavité simulée. La figure 4.9 (B) représente l'intensité de sortie du laser, qui correspond selon nos attentes à un train d'impulsions. Il est à noter, tout d'abord, que les impulsions constituant le train sont parfaitement symétriques et correspondent, à ce titre, aux observations expérimentales du chapitre III. Le taux de répétition de ce train d'impulsions est de 38.045 kHz et la largeur à mi-hauteur des impulsions est de 3.98 μ s. Le modèle permet donc de simuler le régime impulsionnel observé pour cette cavité laser y compris la symétrie des impulsions.

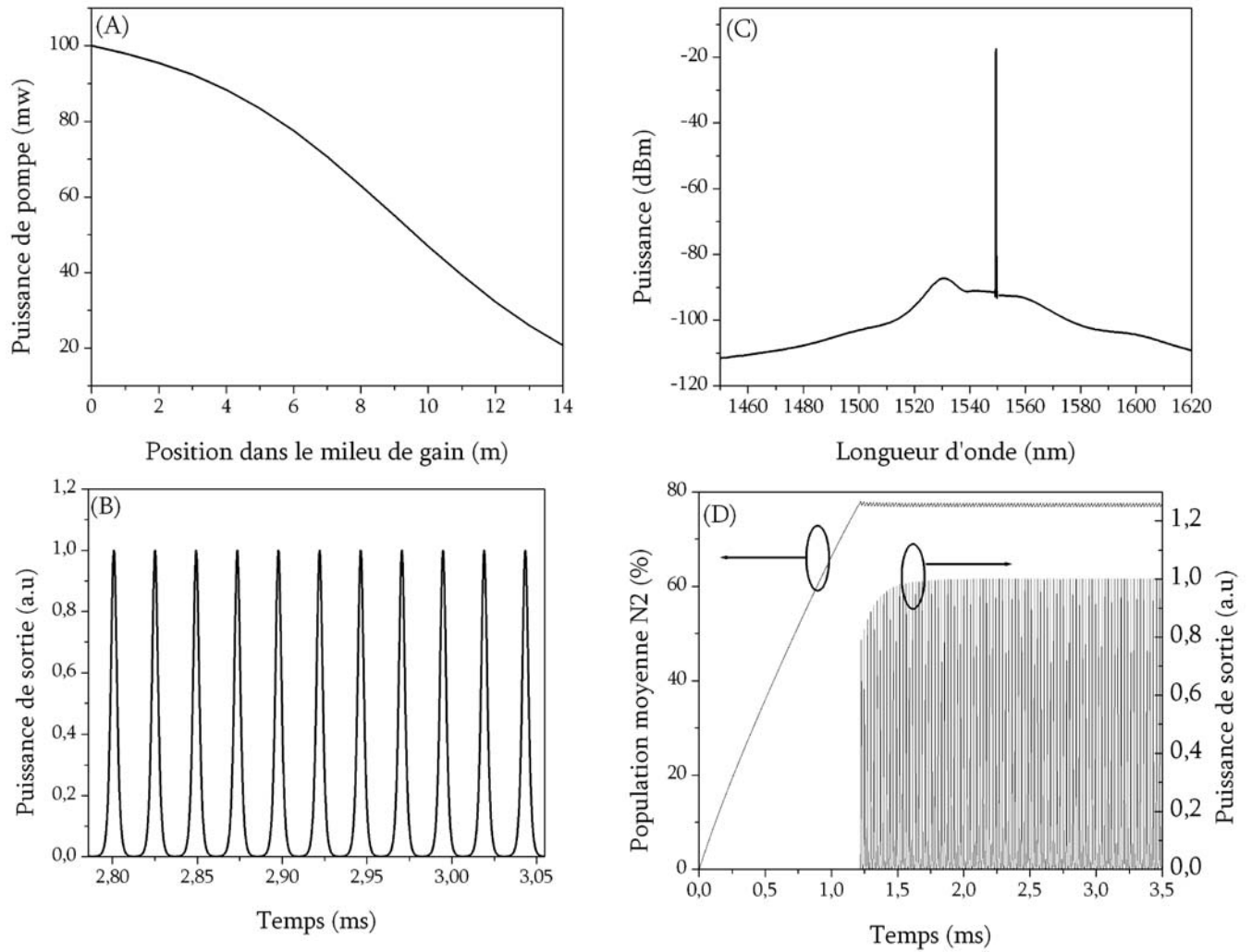


Figure 4.9 : Résultats obtenus lors des premières investigations numériques.

Le dernier graphique de la figure 4.9(D) constitue le résultat le plus significatif. Il s'agit d'une superposition de la population moyenne de la fibre dopée erbium et du train d'impulsions. Tout d'abord, nous remarquons que la population N_2 tend à se stabiliser autour d'une valeur moyenne de 77% après une période transitoire de 1,25ms. L'oscillation de la population est de 1% crête à crête. Malgré la faiblesse de la modulation de la population du niveau supérieur, un train d'impulsion prend naissance dans cette cavité laser. Dans le cas d'un régime à modes déclenchés classique, la modulation des pertes de la cavité entraîne une modulation de l'inversion de population. Cependant, l'amplitude de cette modulation est relativement importante (plusieurs dizaines de pourcent). Dans notre cas, une modulation de 1% ne peut pas être à l'origine du régime de modes déclenchés. La figure 4.9 (D)

démontre parfaitement que l'origine du régime impulsional de ce laser n'est pas classique et relève d'une dynamique qui n'a pas, à notre connaissance, été étudiée.

IV.5.2 Origine de la dynamique du régime de modes déclenchés

a) Détermination de l'origine du régime pulsé

L'évolution de la puissance de sortie du laser est la conséquence d'une variation de l'énergie à l'intérieur de la cavité. Dans ce paragraphe, nous examinerons la répartition spectrale de l'énergie dans la cavité lors de la formation des impulsions.

Tout d'abord, ayant fait le choix de points temporeux uniformément distribués le long d'une impulsion (figure 4.10), nous calculons le spectre du laser pour ces différents points. Rappelons que ce spectre est très facile à obtenir puisque les intensités optiques sont échantillonnées en fréquence.

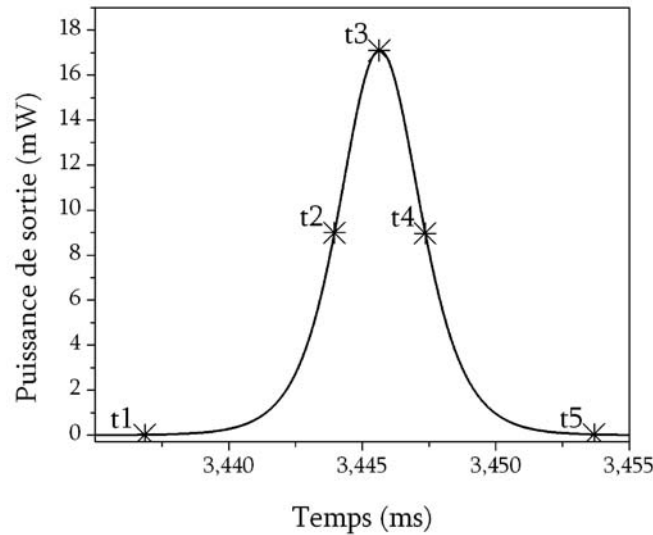


Figure 4.10 : Distribution des points de mesure où le spectre du laser est calculé.

La valeur du gain net pour ces différents échantillons est également considérée, et pour ce faire nous utilisons la formule suivante^{[1]-[2]} :

$$G(\nu) = F(\nu) \cdot e^{\left[\sigma_e(\nu) [N_{2ave} - \gamma_s (1 - N_{2ave})] L_g - 2\alpha L_g \right]} \quad (4.15)$$

où N_{2ave} représente la population moyenne du niveau supérieur et $F(v)$ correspond à la fonction de transfert du filtre.

Les résultats de ces simulations sont présentés à la figure 4.11.

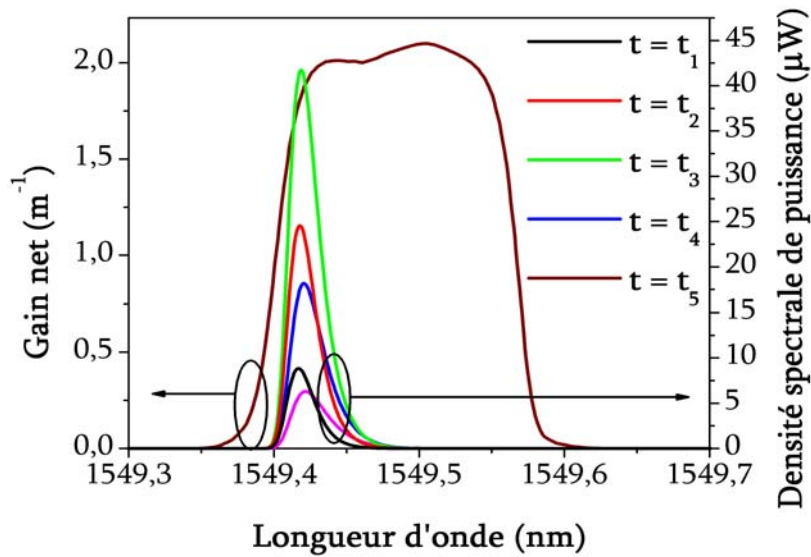


Figure 4.11 : Calcul du gain et du spectre de sortie du laser pour chaque échantillon.

L'analyse de la figure 4.11 fournit un grand nombre d'informations. Tout d'abord, les spectres optiques illustrent les principes énoncés au cours du chapitre III, dans la mesure où le point de fonctionnement du laser se trouve bien sur la bande latérale du filtre. Le spectre du laser se stabilise dans une région située dans les plus courtes longueurs d'onde lorsqu'un décalage de fréquence positif est utilisé ^[16], ce qui correspond bien à un décalage négatif en longueur d'onde. L'allure de la courbe du gain net est directement issue du caractère stationnaire de la population N_2 illustrée par la figure 4.9 (D). On observe également, une légère variation de la valeur crête du gain reflétant, en fait, la faible modulation de la population N_2 .

La déduction la plus intéressante concerne l'analyse du spectre au cours du temps. En effet, nous pouvons remarquer que l'amplitude du spectre n'est pas constante sur l'intervalle d'étude. Son évolution est périodique. Les courbes noire et rouge représentent le spectre à des instants où l'intensité de sortie du laser croît temporellement. Lorsque l'intensité est maximale (crête de l'impulsion temporelle), le spectre associé du laser est représenté par la courbe verte, les deux autres spectres correspondent à des instants où l'intensité temporelle de sortie du laser décroît. La variation

de la puissance laser en fonction du temps s'accompagne d'une variation du spectre et de son amplitude. Cependant, la dynamique responsable de l'évolution du spectre nous est encore inconnue. Afin de fournir une explication plus complète, il est nécessaire d'analyser plus en détails les caractéristiques spectrales de l'émission.

b) Description de la dynamique du régime de modes déclenchés

Tous les spectres de la figure 4.11 ont une caractéristique commune : l'asymétrie. En effet, l'intervalle de valeurs situées à droite du maximum d'amplitude, pour chaque courbe, s'étend sur plusieurs centaines de picomètres (dizaines de GHz). En fait, cette caractéristique est la conséquence de deux particularités de cette cavité laser.

Tout d'abord, le point de fonctionnement du laser se trouve dans la région des plus courtes longueurs d'onde du filtre. Ensuite, dans la configuration étudiée, le filtre spectral est un réseau de Bragg de bande passante 25 GHz. Lors de la réalisation du réseau, nous avons utilisé une apodisation en sinus cardinal qui présente la particularité de rendre la réponse spectrale des filtres spectraux de forme rectangulaire. Ces deux caractéristiques conjuguées, point de fonctionnement décalé et filtre spectral modifié, font qu'il existe une zone assez large située dans les longueurs d'onde les plus longues, où le gain est relativement important. Lors du décalage en fréquence, les fréquences de cette région spectrale subissent peu de pertes tout en bénéficiant d'une injection d'ESA. Cette asymétrie combinée au décalage en fréquence est à l'origine du régime impulsionnel du laser.

La dynamique de ce régime présente, en fait, de grandes similitudes avec les processus d'injections optiques. Les courbes de la figure 4.12 permettent de mieux comprendre ce processus. La figure 4.12 (A) représente l'intensité de sortie du laser ainsi que la largeur du spectre à mi-hauteur en fonction du temps. La figure 4.12 (B) illustre la variation de la longueur d'onde correspondant au maximum du spectre ainsi que le gain net (équation 4.15) pour cette même longueur d'onde en fonction du temps. Il est à noter que le calcul de ces différents paramètres a été effectué après la

période transitoire mise en évidence à la figure 4.9 (D). L'analyse de ces courbes nous permet de conclure que la dynamique de ce régime est un processus en 3 phases.

Au cours de la première phase (a), la puissance du spectre de sortie est relativement faible car le point de départ de cette étape se situe à des instants correspondants au *piédestal* de l'impulsion. Le spectre étant peu intense, la discrimination spectrale résultant de la saturation est faible. Par voie de conséquence, le spectre s'élargit et la longueur d'onde correspondant à sa valeur crête se situe dans la région des grandes longueurs d'onde. Lorsque le spectre d'un laser utilisant un décaleur de fréquence est large, cela implique que la traîne associée à ce spectre est très longue. L'énergie émise, par l'intermédiaire de l'émission stimulée dans la région de cette traîne et réinjectée vers le centre du spectre lors du passage dans le décaleur de fréquence, est plus importante que celle perdue par le spectre car injectée dans une région du gain (plus courtes longueurs d'onde) où le processus d'atténuation prédomine (gain net < 1). Ce processus sera nommé *injection positive*.

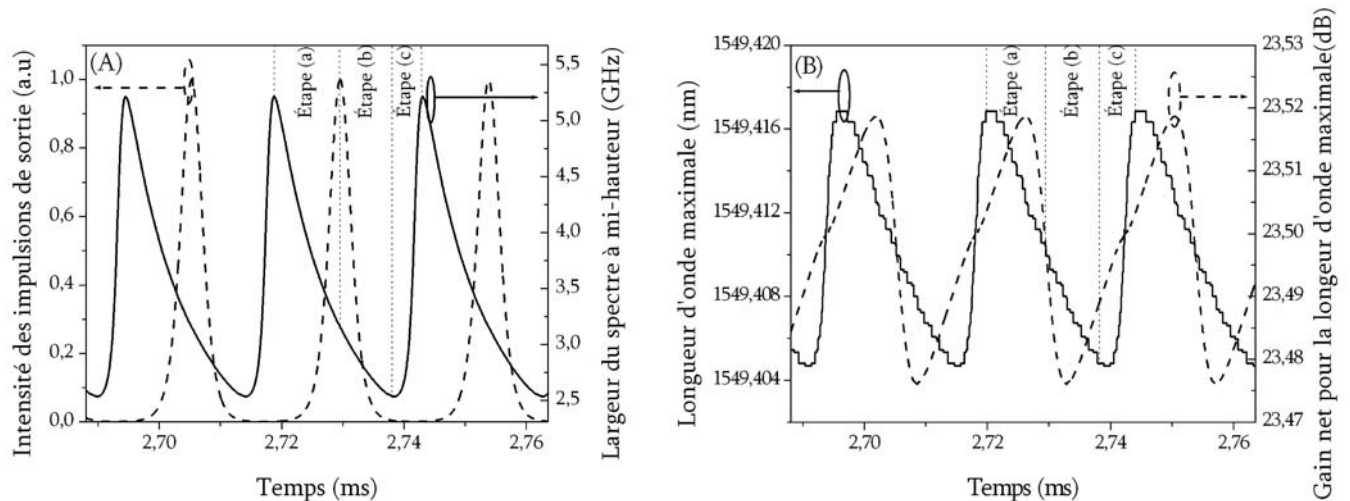


Figure 4.12 : Dynamique du régime de modes déclenchés à modulation de fréquence. A) Train d'impulsions et spectre de sortie en fonction du temps. B) Longueur d'onde crête du spectre et gain net en fonction du temps.

En effet, ce processus favorise l'augmentation de la puissance du spectre et donc par voie de conséquence l'accroissement de la puissance de sortie du laser. Tout au long de la phase (a), la longueur d'onde maximale du spectre est décalée vers les longueurs d'onde les plus courtes (*red shift*). Cette phase du processus peut être définie comme la phase de construction de l'impulsion. La fin de

celle-ci correspond au point où la puissance de sortie atteint sa valeur crête, qui correspond à un point de stationnarité. Ce point est atteint lorsque l'énergie réinjectée vers le centre du spectre est égale à celle perdue dans les plus courtes longueurs d'onde.

Au cours de la phase (a), la longueur d'onde maximale est continuellement décalée vers les longueurs d'onde les plus courtes. Le spectre s'affine de plus en plus jusqu'à atteindre le point de stationnarité. À partir de cet instant le processus d'injection positive devient un processus *d'injection négative*, et marque le début de la seconde phase (b) de la figure 4.12. Dans celle-ci, le spectre du laser est devenu très étroit et sa traîne est beaucoup moins étendue. L'énergie réinjectée vers le centre du spectre est moins importante que celle perdue par injection dans la zone d'atténuation de la courbe de gain. Le fait que le spectre se rapproche de plus en plus du point où le gain net est égal à l'unité augmente la quantité de puissance perdue au cours du décalage. Cette phase du processus de création correspond à l'étape de décroissance de l'impulsion, elle est initiée lorsque la largeur à mi-hauteur du spectre est égale à 3.125 GHz. La fin de cette phase est effective lorsque la longueur d'onde correspondant au maximum du spectre atteint sa valeur minimale et lorsque la largeur à mi-hauteur de ce même spectre est la plus faible, de l'ordre de 2.5 GHz.

Durant la dernière phase (c), le spectre conserve une puissance faible, mais sa largeur à mi-hauteur commute de la valeur minimale à la valeur maximale. Un phénomène identique est observé dans le cas de la longueur d'onde maximale. Le gain net commence à croître et amplifie donc la traîne du spectre. Cette phase contrôle en fait le taux de répétition du train d'impulsions. En effet, le spectre s'élargit, la longueur d'onde maximale de ce spectre se situe dans la région des plus fortes valeurs de longueurs d'onde, et le système laser se prépare, en fait, à fonctionner de nouveau dans un processus d'injection positive, ce qui permettra la création d'une nouvelle impulsion. Les étapes (a) et (b) contrôlent la largeur de l'impulsion produite par ce régime.

c) Discussion

Ces simulations nous permettent de conclure que le régime de modes déclenchés observé avec un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction n'est pas du à une modulation des pertes de la cavité. La dynamique de ce régime a pour origine une redistribution de l'énergie au sein du spectre d'émission. Ce processus, apparenté à un processus d'auto-injection, nous permet de qualifier ce régime comme étant un régime de modes déclenchés à modulation de fréquence. Celui-ci, qui à notre connaissance n'a jamais été observé et étudié, complète alors la gamme déjà très fournie des régimes d'émission possible d'un laser comme l'illustre la figure 4.13. Il est alors possible de représenter ce nouveau régime en utilisant un formalisme similaire à celui de Siegman^[1] et présenté à la figure 4.14.

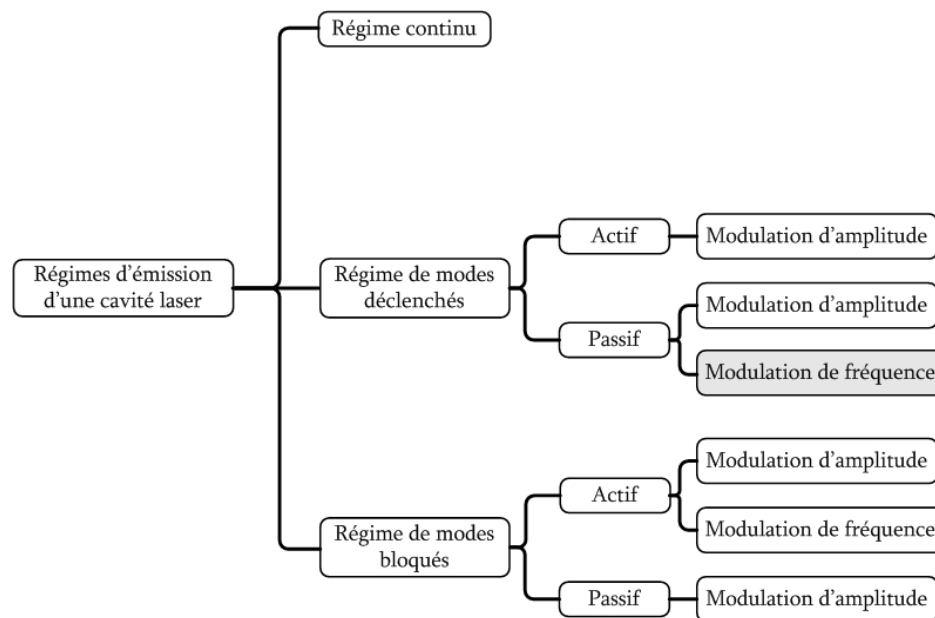


Figure 4.13 : Représentation des différents régimes d'émission d'un laser.

Le régime de modes déclenchés a été intensivement étudié depuis les années 70 pour de nombreuses configurations de lasers utilisant les milieux de gain à l'état solide, au gaz mais aussi à base de semi-conducteurs. Ce régime permet en effet d'obtenir des impulsions de haute intensité utilisées pour des applications d'ablation ou de découpe de métaux. La dynamique de ce régime repose sur la modulation des pertes de la cavité par l'intermédiaire, par exemple, d'un modulateur acousto-optique ou de dispositifs passif tel que les absorbants saturables.

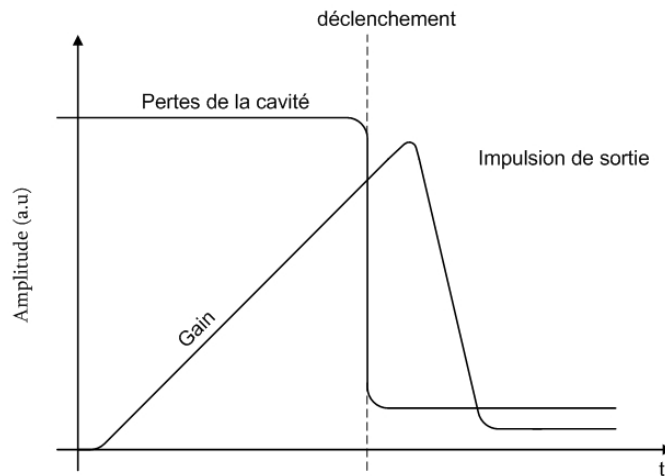


Figure 4.14 : Description de la dynamique d'un régime de modes déclenchés actif^[1].

Le schéma de la figure 4.14 décrit la dynamique de ce régime. Au début du processus les pertes de la cavité sont extrêmement élevées, en fait leur niveau est supérieur aux pertes du régime permanent. Dans ces conditions, le signal laser ne peut pas se développer, et par voie de conséquence, l'inversion de population augmente car aucune source, en dehors des recombinaisons spontanées, ne la consomme. À un instant t , les pertes diminuent brutalement à un niveau inférieur à celui du régime permanent : c'est le déclenchement. À cet instant, le gain devient beaucoup plus important que les pertes ce qui a pour conséquence que l'émission laser se construit quasiment instantanément formant ainsi, en sortie du laser, une impulsion très intense.

Cette impulsion sature alors le gain, empêchant le milieu de repeupler le niveau supérieur pour entretenir cette puissance. Le gain ainsi que l'intensité de sortie diminuent. Il survient un instant où le niveau de gain devient inférieur au niveau des pertes, et provoque l'arrêt de l'oscillation laser. La modulation des pertes de la cavité permet alors de générer un train d'impulsions dont le taux de répétition est fixé par la fréquence de modulation des pertes, d'où la qualification de régime actif. La dynamique que nous avons décrite dans la section précédente diffère complètement de celle d'un régime de modes déclenchés basé sur le principe de modulation des pertes de la cavité. Le régime que nous avons étudié avec un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction est donc singulier d'où sa dénomination comme étant un régime de modes déclenchés passif à modulation de fréquence.

Notre modèle décrit parfaitement la dynamique du régime impulsionnel de notre laser. Il permet, en particulier, de décrire la symétrie des impulsions ainsi que le fait que ce régime n'apparaisse seulement que lorsque le décaleur de fréquence et le filtre spectral sont présents dans la cavité. Cependant, il subsiste quelques limitations. Il est d'usage courant pour caractériser un régime de modes déclenchés de représenter le taux de répétition ainsi que la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la puissance de pompe. Les résultats de ces mesures et de ces simulations, obtenus par notre modèle, sont présentés à la figure 4.15. Son analyse montre que la largeur à mi-hauteur des impulsions est correctement représentée. Toutefois, le modèle souffre de deux limitations. D'une part, nous notons qu'il existe une différence, de l'ordre de 15 mW, entre les résultats numériques et expérimentaux concernant le seuil d'apparition du régime impulsionnel. Malgré de nombreuses manipulations, l'origine de cette différence nous demeure inconnue. La seconde limitation de notre modèle est qu'il ne permet pas de simuler le taux de répétition du train d'impulsions.

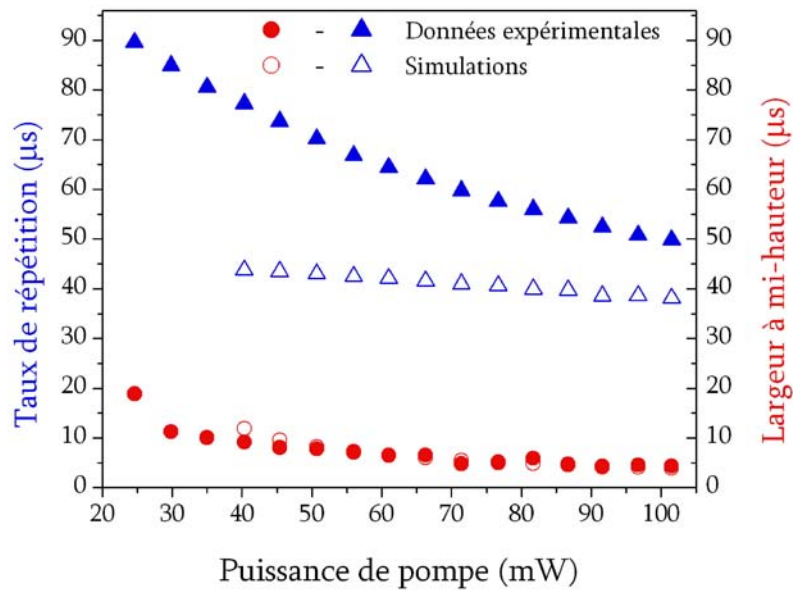


Figure 4.15 : Résultats numériques et expérimentaux pour le taux de répétition (triangles) et la largeur à mi-hauteur des impulsions (cercles).

La figure 4.15 indique qu'il existe une différence importante entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus de manière numérique. Cependant, il semble que les deux courbes aient un comportement asymptotique convergeant. Il est probable que la connaissance partielle des paramètres des sections efficaces et du filtre soit à l'origine de cette différence. Comme nous l'avons expliqué, le

taux de répétition est lié à la phase (ϕ). En pratique, la réalisation des simulations nécessite la connaissance de la réponse spectrale du filtre ainsi que des sections efficaces avec une précision d'au moins 80 MHz, et ce afin de pouvoir appliquer le décalage en fréquence de manière simple. Malheureusement, les données des fournisseurs de fibres optiques dopées erbium, ainsi que nos moyens de caractérisation ne permettent pas d'obtenir une telle précision. Nous sommes donc obligés d'utiliser une interpolation pour obtenir la précision spectrale nécessaire. Parmi les sources d'erreur susceptibles d'expliquer les différences observées à la figure 4.15 nous pouvons mettre en doute l'exactitude des fichiers des sections efficaces fournies par le fabricant de la fibre. À cause de la quantité limitée de fibre à notre disposition, nous n'avons pas eu l'opportunité de réaliser les mesures de ces paramètres.

IV.6 Transition entre le régime d'émission continue et le régime d'émission pulsée

Lors du chapitre précédent, nous avons observé que le régime d'émission de notre laser était fonction du courant de pompe ou de l'architecture de la cavité. Nous avons notamment démontré les transitions entre un régime impulsionnel et le régime continu. Cependant, dans la littérature il existe plusieurs travaux^{[17]-[19]} dans lesquels les auteurs n'observent pas de régimes impulsionnels. Dans la plupart des cas, ces configurations utilisent des filtres Fabry-Perot comme dispositif de sélection de longueurs d'onde.

Nous tenterons au cours de ce paragraphe de comprendre la transition entre le régime continu et le régime de modes déclenchés et de déterminer pourquoi il n'existe pas d'émission en modes déclenchés lors de l'utilisation de filtres Fabry-Perot. L'étude des transitions entre ces régimes et le régime d'émission en modes bloqués passif ne pourra pas être réalisée dans la mesure où notre modèle est un modèle en intensité qui ne tient pas compte des effets non linéaires et des considérations liées à la phase du champ.

IV.6.1 Investigations expérimentales

Les investigations expérimentales, que nous présentons dans ce paragraphe, portent sur l'étude des régimes d'émission de notre cavité laser pour deux types de filtre spectral. Le premier filtre est celui utilisé au cours des expériences précédentes c'est à dire un réseau de Bragg cascadié avec un circulateur optique. Le second type de dispositif de sélection spectrale est un filtre Fabry-Perot. Ce filtre est un étalon solide dont l'ISL est de 100 GHz et la finesse est de 100. L'utilisation de ce filtre doit impérativement se faire avec un filtre passe-bande afin de limiter la bande d'opération du laser dans une région où le gain est relativement plat (1538-1560 nm)^[20]. Le filtre passe-bande utilisé est un réseau de Bragg à pas variable possédant une bande passante de 14 nm centrée autour de la longueur d'onde de 1547 nm. La cascade du filtre passe-bande et du micro-étalon Fabry-Perot permet alors de maximiser la platitude du spectre émis. Entre 1542 nm et 1552 nm, les lignes laser émettant dans cette région ont des puissances variant de quelques décibels seulement.

Le schéma et le protocole expérimental sont identiques à ceux utilisés lors des expériences du chapitre III. Afin de simplifier le protocole expérimental lors de l'utilisation de l'étalon Fabry-Perot, la caractérisation des régimes d'émission a été faite pour une seule longueur d'onde. Le spectre de sortie multi-longueurs d'onde a donc été filtré en utilisant un filtre optique accordable de la compagnie JDS (TB9) de largeur à mi-hauteur 0.2 nm et centré autour de 1550.48 nm. Les résultats expérimentaux sont présentés aux figures 4.16 et 4.17.

Les figures 4.16 et 4.17 présentent le régime d'émission du laser en fonction de la puissance de pompe ainsi que sa puissance de sortie en fonction du temps. Lorsque la cavité emploie un réseau de Bragg comme dispositif de sélection spectrale (Fig 4.16 (A)), le régime d'émission est continu lorsque le seuil du laser est franchi (22 mW) puis il devient impulsionnel au-delà d'une puissance de pompe de 57 mW. L'absence du régime de modes bloqués passif a été garanti par une augmentation des pertes de la cavité à l'aide de l'atténuateur variable (+ 2 dB).

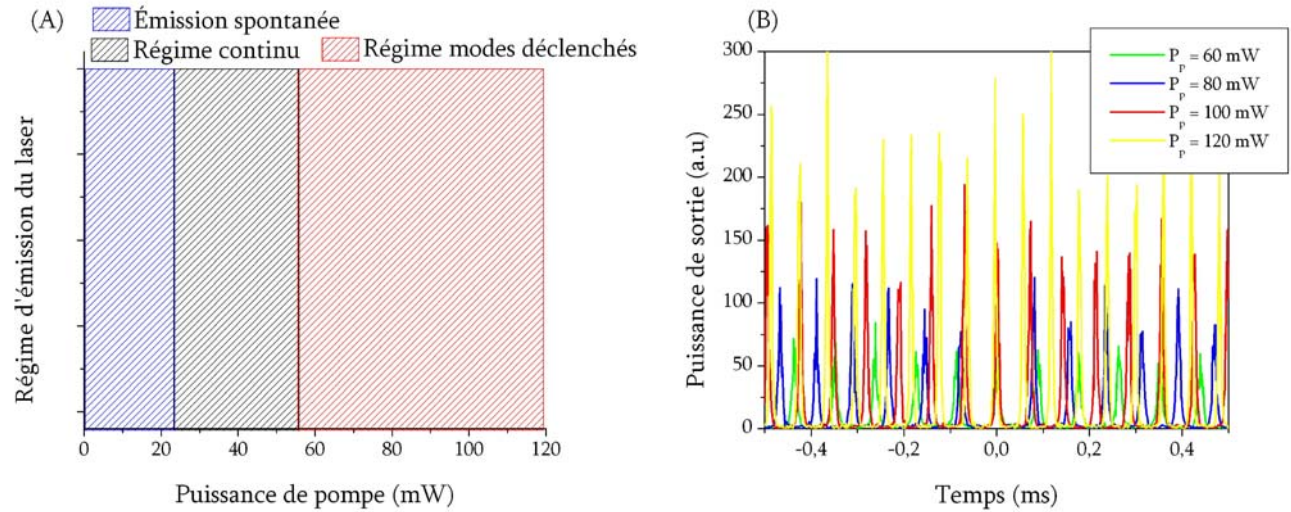


Figure 4.16 : Caractérisation des régimes d'émission pour une cavité laser utilisant un réseau de Bragg comme filtre spectral. (A) Représentation des régimes d'émission en fonction de la puissance de pompe. (B) Puissance de sortie du laser en fonction du temps.

Les traces temporelles pour plusieurs puissances de pompes sont affichées à la figure 4.16 (B). La forme symétrique des impulsions prouve que la dynamique mise en évidence dans la partie précédente est toujours responsable de ce régime impulsionnel. Une mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre du laser en régime continu a aussi été réalisée à l'aide de l'analyseur de spectre micro-onde. Dans ce régime, le spectre présente une largeur de 2.87 GHz à 3dB pour une puissance de pompe de 50 mW.

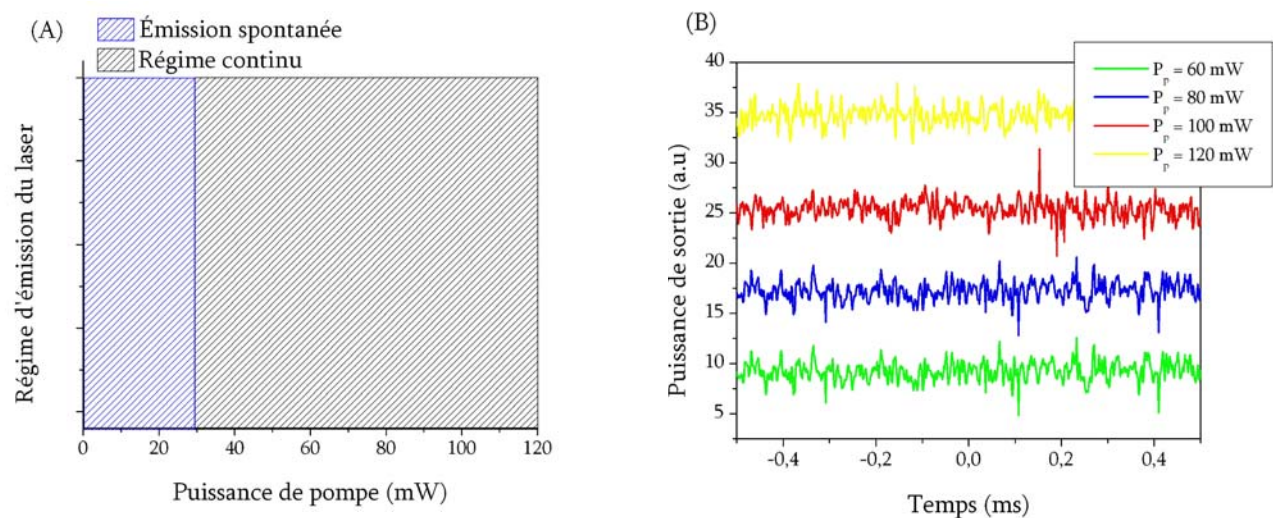


Figure 4.17 : Caractérisation des régimes d'émission pour une cavité laser utilisant un étalon Fabry-Perot comme filtre spectral. (A) Représentation des régimes d'émission en fonction de la puissance de pompe. (B) Puissance de sortie du laser en fonction du temps.

Les résultats obtenus lorsque le dispositif de sélection spectrale est un étalon Fabry-Perot sont présentés à la figure 4.17. Le régime d'émission du laser est continu pour des puissances de pompe allant de la puissance seuil à la puissance maximale.

Ces investigations expérimentales devaient nous permettre de déterminer si ce régime était obtenu quels que soient les paramètres de la cavité. Nous avons donc fait varier la longueur de milieu de gain, la longueur de la cavité froide ainsi que les pertes de la cavité. Dans tous les cas, le régime d'émission était continu. Ceci nous permet de conclure que le régime continu provient bien de l'utilisation dans la cavité d'un étalon Fabry-Perot.

La figure 4.17 (B) présente la puissance de sortie du laser en fonction du temps pour une configuration où la longueur du milieu de gain était de 15 mètres. La longueur totale de cavité était égale à 65 mètres, sans aucune pertes ajoutées. La largeur à mi-hauteur du spectre, mesurée à l'aide de l'analyseur, était de 534 MHz pour une puissance de pompe de 120 mW.

IV.6.2 Analyse numérique

D'après ce que nous avons établi précédemment, l'origine du régime de modes déclenchés provient d'un processus semblable à celui de l'injection optique dont le bilan était positif ou négatif dépendamment de la largeur et de l'asymétrie du spectre. Nous introduisons, à présent, un facteur permettant d'évaluer le degré d'asymétrie des spectres. Ce facteur d'asymétrie provient de la mathématique statistique^[21] et est défini par :

$$\gamma = N_{\text{ech}}^{\frac{1}{2}} \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}} \quad (4.16)$$

où, μ_3 correspond au moment d'ordre 3, μ_2 au moment d'ordre 2, $\bar{\lambda}$ représente la moyenne et N_{ech} représente le nombre d'échantillons, tel que défini par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_3 = \sum_{i=1}^{N_{ech}} (\lambda_i - \bar{\lambda})^3 \\ \mu_2 = \sum_{i=1}^{N_{ech}} (\lambda_i - \bar{\lambda})^2 \\ \bar{\lambda} = \sum_{i=1}^{N_{ech}} \lambda_i \frac{P_i}{\sum_{i=1}^{N_{ech}} P_i} \end{array} \right.$$

Le facteur γ pour une gaussienne est proche de zéro. Si $\gamma > 0$, l'asymétrie se situe dans la bande latérale des fortes valeurs de longueur d'onde et, inversement, si $\gamma < 0$, l'asymétrie se situe au niveau des faibles valeurs de longueurs d'onde. Dans les paragraphes suivants, nous analysons l'asymétrie du spectre laser en fonction du filtre spectral utilisé.

a) Évolution du régime d'émission en fonction du courant de pompe pour une cavité utilisant un réseau de Bragg

Dans cette configuration, le dispositif de sélection spectrale est réalisé par un réseau de Bragg. Nous allons tout d'abord simuler les régimes d'émission du laser en fonction de la puissance de pompe.

Tableau 4.3 : Paramètres de simulation.

Paramètres physiques	Valeur
Longueur du milieu de gain [m]	15
Δz [m]	1
ρ [m ⁻³]	$1.54 \cdot 10^{24}$
τ [ms]	10.3
Aire effective [μm^2]	50
Plage temporelle [ms]	8
Δt [ns]	5
Puissance de pompe [mW]	30-120
Longueur d'onde de la pompe [nm]	980
Nombre de points spectraux	1998
Nombre de points spatiaux	15
Décalage en fréquence [MHz]	+80
Pertes de la cavité [dB]	10

Les paramètres utilisés pour réaliser cette simulation sont répertoriés dans le tableau 4.3. Le seuil du laser a été évalué à 30 mW. Les simulations seront donc réalisées avec une puissance de pompe évoluant entre 30 et 120 mW. Les résultats de ces premières simulations sont présentés à la figure 4.18.

La figure 4.18 (A) permet de visualiser le régime d'émission du laser en fonction du courant de pompe. Ce régime passe du continu aux modes déclenchés. La bande bleue assurant la transition entre les deux régimes est en fait une zone de puissance de pompe pour laquelle il est très difficile d'évaluer la nature du régime d'émission.

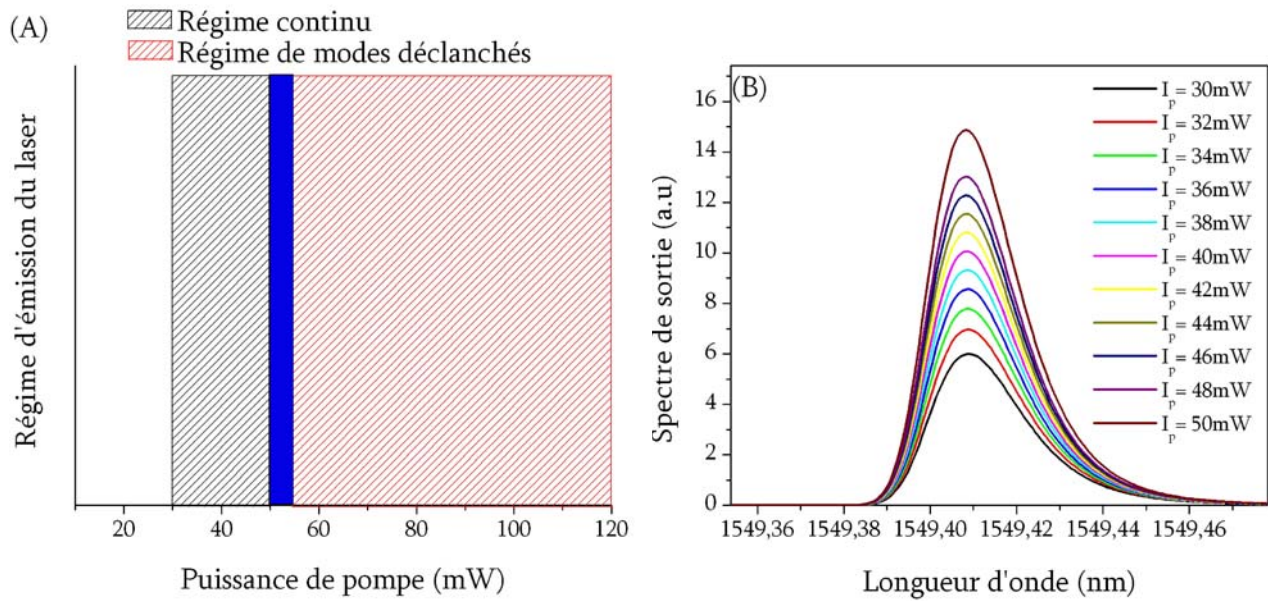


Figure 4.18: Simulation d'une cavité utilisant un réseau de Bragg comme filtre spectral. (A) Régime d'émission du laser en fonction de la puissance de pompe, (B) Spectres simulés du laser en émission continue.

La figure 4.18 (B) représente le spectre de sortie du laser pour les différentes puissances de pompe où le régime d'émission est continu. Ces spectres ont été enregistrés à un instant t éloigné de la période transitoire. Dans la mesure où les spectres de sortie du laser pour le régime en modes déclenchés évoluent au cours temps, ceux-ci ne sont pas présentés. L'observation des spectres de la figure 4.18 (B) et de la formule (4.15), nous permet d'évaluer le facteur d'asymétrie γ . De plus, les calculs de la largeur à mi-hauteur des spectres et de la longueur d'onde correspondant au maximum

du spectre, devraient nous permettre de comprendre la transition entre le régime continu et le régime de modes déclenchés. Les résultats de ces investigations sont présentés à la figure 4.19.

La figure 4.19 (A), illustre la largeur à mi-hauteur du spectre ainsi que la longueur d'onde correspondant au maximum du spectre. L'observation de ces courbes montre que les variations de ces deux paramètres sont négligeables lors de l'augmentation de la puissance de pompe. Cette caractéristique s'explique par le fait que le point de fonctionnement de ce laser varie faiblement en fonction du courant de pompe dans la mesure où la longueur d'onde d'émission de la source est stabilisée par l'utilisation d'un filtre spectral. Le phénomène est similaire dans le cas de la largeur du spectre à mi-hauteur. Le filtre spectral limite la réponse du gain du laser ainsi que la largeur à mi-hauteur du spectre. Sabert^[16] a en effet démontré que cette dernière propriété, est directement reliée à la pente du gain et donc du filtre autour du point de fonctionnement. Cette pente évoluant très peu en fonction de la puissance de pompe injectée, il est tout à fait normal que l'évolution de la largeur du spectre en fonction de ce paramètre soit négligeable.

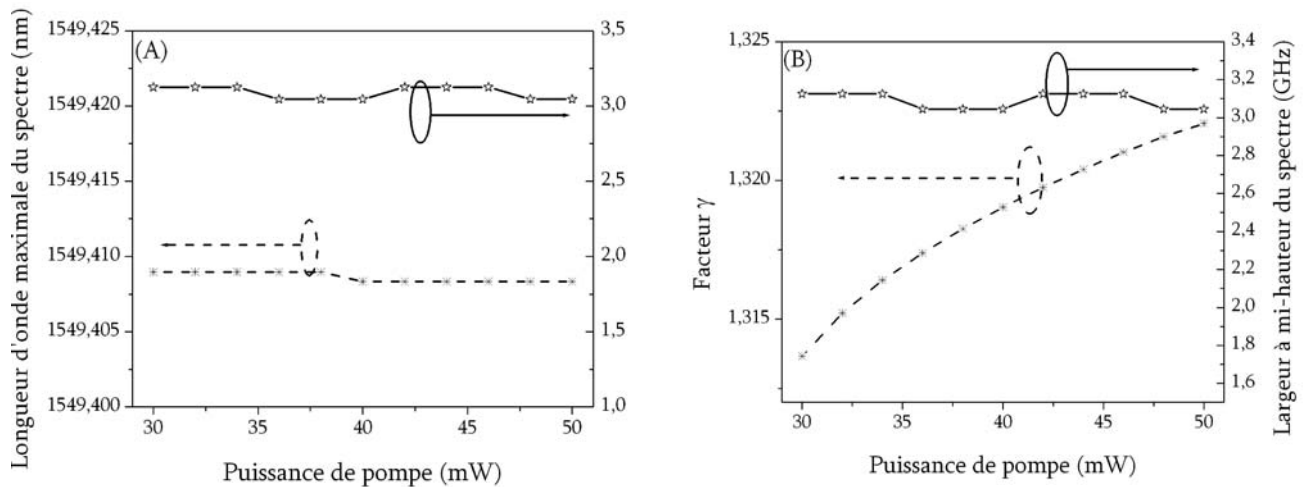


Figure 4.19 : Détermination numérique de l'origine de la transition entre les régimes continu et pulsé. (A) Calcul de la longueur d'onde correspondante au maximum des spectres ainsi que de leur largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe, (B) Calcul du facteur d'asymétrie et de la largeur à mi-hauteur des spectres en fonction de la puissance de pompe.

La figure 4.19 (B), représente la largeur à mi-hauteur et le facteur d'asymétrie γ en fonction de la puissance de pompe. Il est à noter que, contrairement à la largeur à mi-hauteur, la courbe du facteur d'asymétrie γ a tendance à croître. En pratique, lorsque la puissance de pompe augmente, la valeur du

gain net devient plus importante. Le spectre se trouvant sur le côté de la courbe de gain, sa traîne est de plus en plus amplifiée, accentuant ainsi l'asymétrie. Lorsque l'asymétrie du spectre est faible, le bilan d'énergie dû au décalage en fréquence est en équilibre. Autrement dit, l'énergie perdue dans les plus courtes longueurs d'onde est compensée par la redistribution de l'énergie venant des longueurs d'onde centrales. Un bilan d'énergie nul entraîne un régime continu car l'amplitude du spectre reste constante au cours du temps. L'augmentation de la puissance de pompe accentue l'asymétrie du spectre. Le bilan d'énergie n'est plus équilibré, car l'énergie issue de la traîne du spectre est davantage amplifiée par le gain. Ce déséquilibre cause l'apparition du régime impulsionnel. Sur la figure 4.19 (B), nous pouvons remarquer que cette transition se produit lorsque le facteur d'asymétrie γ vaut 1.322, ce qui correspond à une puissance de pompe de 50 mW.

b) Évolution du régime d'émission en fonction du courant de pompe pour une cavité utilisant un filtre Fabry-Perot

Nous avons vu au cours de nos expériences que lorsque la cavité utilise un filtre Fabry-Perot comme dispositif de sélection spectrale, le régime d'émission était toujours continu. Nous allons réaliser les mêmes simulations que précédemment en utilisant un tel filtre, approximé par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 1 GHz afin de simuler un étalon Fabry-Perot ayant un ISL de 100 GHz et une finesse de 100 (figure 4.20).

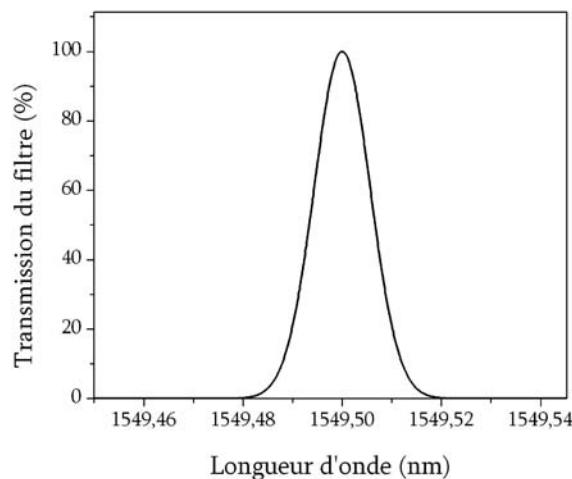


Figure 4.20 : Simulation du filtre Fabry-Perot d'ISL 100 GHz et de finesse 100 par une gaussienne de largeur à mi-hauteur 1 GHz.

Les paramètres de ces simulations sont présentés dans le tableau 4.3. Les résultats associés sont illustrés aux figures 4.21 et 4.22.

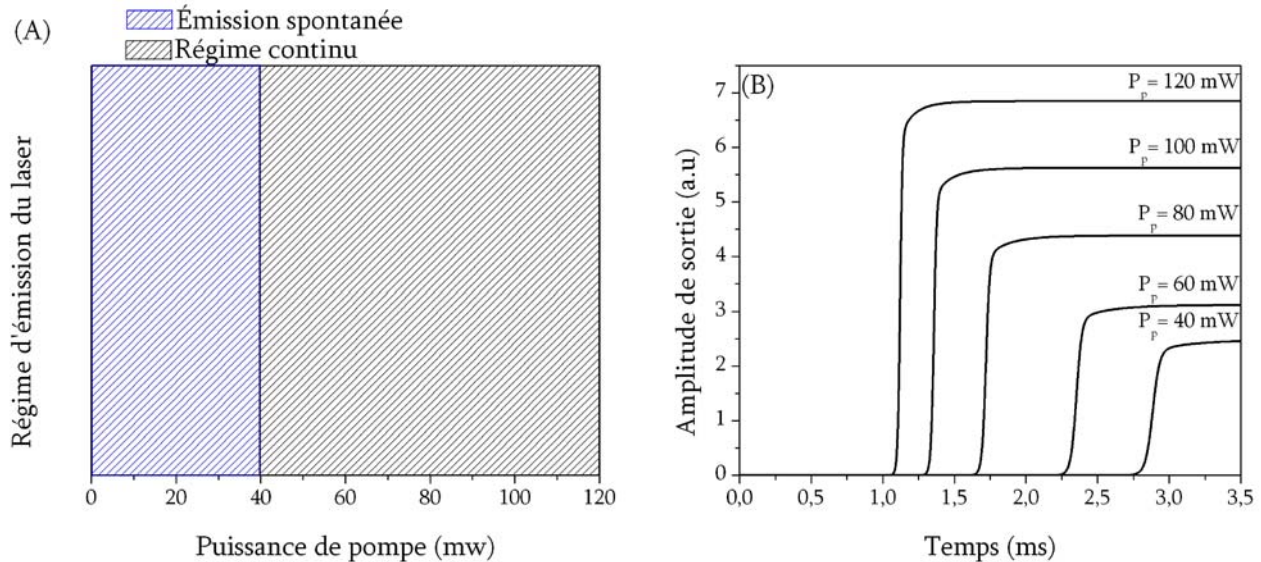


Figure 4.21 : Simulation d'une cavité utilisant un étalon Fabry-Perot comme filtre spectral. (A) Régimes d'émission du laser en fonction de la puissance de pompe, (B) Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe.

L'analyse de figure 4.21 (A) montre que le régime de modes déclenchés est absent lorsque le filtre spectral est un étalon Fabry-Perot malgré la présence d'un décalage de fréquence. Ces résultats numériques corroborent les résultats expérimentaux de la figure 4.17, ainsi que ceux publiés dans les références [18] et [19]. Après franchissement du seuil, le laser émet donc uniquement dans un régime continu, ce qu'illustre clairement la figure 4.21 (B) présentant la trace temporelle du laser pour plusieurs puissances de pompe. Il semble évident que le laser émet suivant un régime continu après le franchissement du régime transitoire caractéristique de toute cavité laser.

La figure 4.22 (A) permet de visualiser la largeur à mi-hauteur du spectre ainsi que la longueur d'onde correspondant à son maximum en fonction de la puissance de pompe. La figure 4.22 (B) nous permet en plus d'obtenir l'information concernant le facteur d'asymétrie γ . En analysant la figure 4.22 (A), nous notons une certaine similitude dans le fait d'utiliser un réseau de Bragg ou un filtre Fabry-Perot pour réaliser la sélection spectrale.

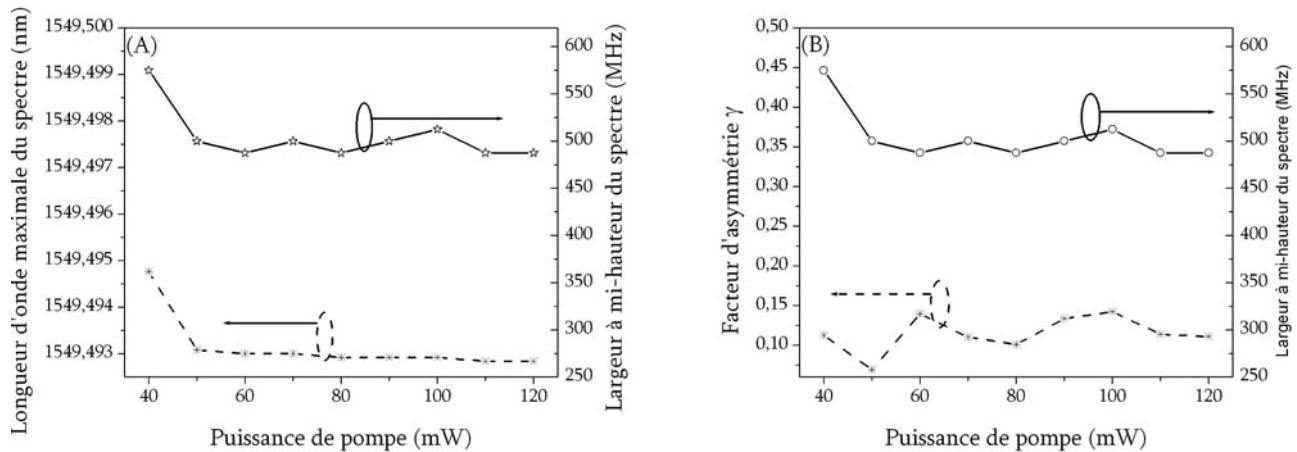


Figure 4.22 : Analyse des différents paramètres du spectre dans le cas où le filtre Fabry-Perot est utilisé
 (A) Calcul de la longueur d'onde correspondant au pic des spectres ainsi que de leur largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe, (B) Calcul du facteur d'asymétrie et de la largeur à mi-hauteur des spectres en fonction de la puissance de pompe.

En effet, dans les deux cas, la largeur à mi-hauteur du spectre ainsi que la longueur d'onde correspondant à son maximum varient très peu en fonction de la puissance de pompe. Comme nous l'avons expliqué dans la section précédente, ceci est dû au fait que la longueur d'onde d'émission du laser est stabilisée par un filtre spectral. Cependant, la différence entre les deux configurations est très nette lors de l'étude de la figure 4.22 (B). Dans le cas où l'étalon Fabry-Perot est utilisé, le facteur γ est relativement faible. Le facteur d'asymétrie vaut en moyenne 0.12, sachant qu'un spectre parfaitement gaussien aurait un facteur γ de 0, il est possible d'en déduire que le spectre du laser, lorsque le Fabry-Perot est utilisé, est presque symétrique. Cette symétrie engendre donc un bilan d'énergie nul caractéristique du régime d'émission continue.

c) Influence de la largeur à mi-hauteur du filtre sur le régime d'émission du laser

Les deux derniers paragraphes ont permis de déterminer que le régime d'émission du laser dépendait fortement de la valeur du paramètre d'asymétrie γ . En effet, dans le cas de l'utilisation dans la cavité d'un réseau de Bragg, ce facteur, lorsqu'il devient trop important, est à l'origine de l'apparition du régime de modes déclenchés. Dans le cas de l'utilisation d'un filtre Fabry-Perot,

l'asymétrie est trop faible pour pouvoir initier un régime impulsif, le laser émet donc de manière continue.

Lors des simulations d'une cavité utilisant un réseau de Bragg, nous avons considéré un filtre ayant une largeur à mi-hauteur fixe de 25 GHz. Dans le cas des simulations avec un étalon Fabry-Perot, la largeur à mi-hauteur du filtre était de 1 GHz. La question qui se pose est de savoir si les régimes d'émission ne sont pas imputables dans le cas de l'étalon Fabry-Perot, à l'utilisation d'un filtre trop étroit et en ce qui concerne le réseau Bragg, à une largeur de bande trop importante.

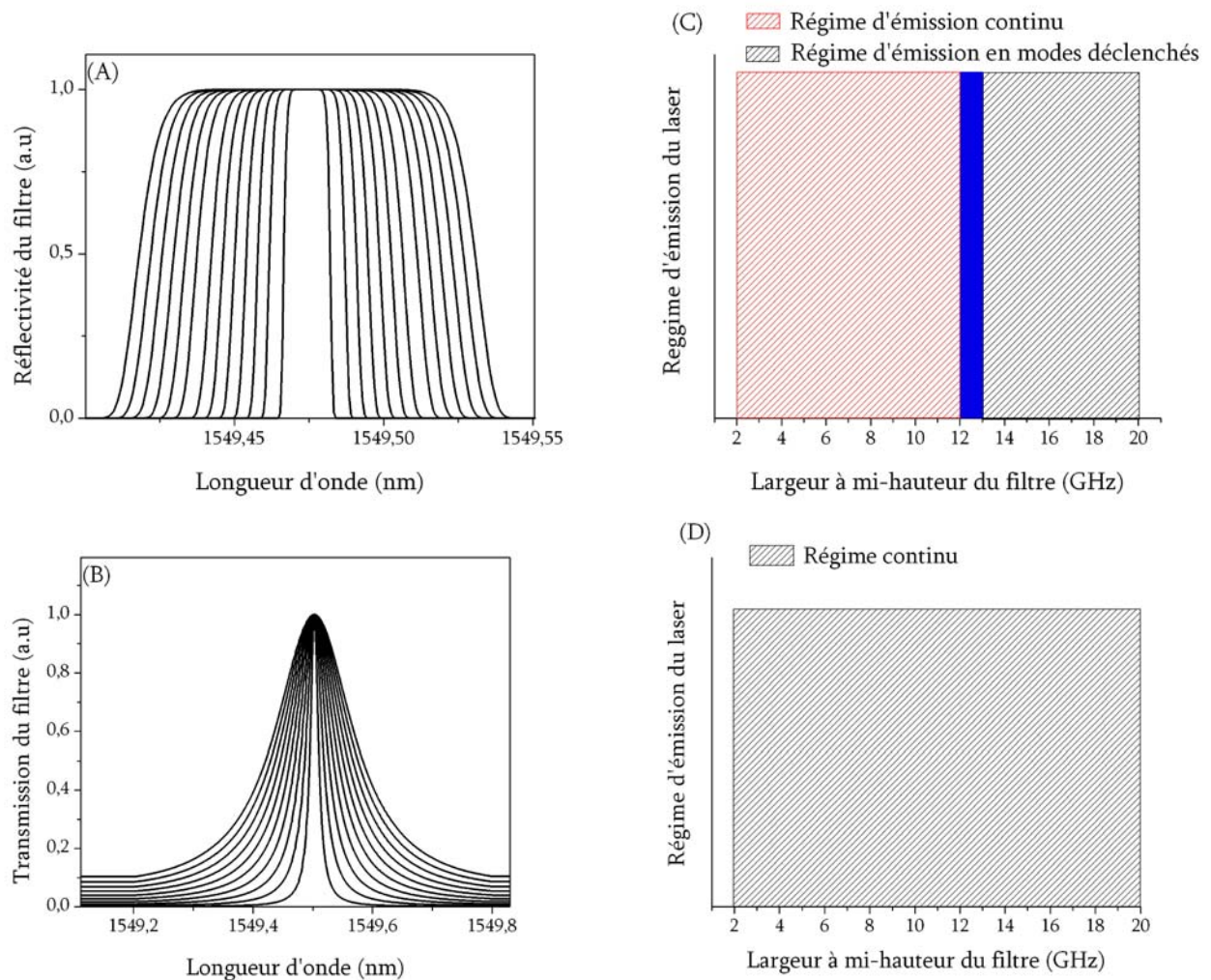


Figure 4.23: Etude de l'influence de la largeur à mi-hauteur du filtre sur le régime d'émission. (A) Réseaux de Bragg, (B) filtres Fabry-Perot, (C) régimes d'émission pour le réseau de Bragg, (D) régime d'émission pour le filtre Fabry-Perot.

Nous proposons donc de réaliser des simulations permettant d'étudier le régime d'émission du laser en fonction de la largeur des filtres utilisés, pour les deux cas considérés. L'approximation numérique du réseau de Bragg est réalisée à l'aide d'une super gaussienne. Dans le cas du filtre Fabry-Perot, nous conservons l'utilisation d'une gaussienne. Les paramètres de simulation sont les mêmes que ceux présentés dans le tableau 4.3, exception faite de la puissance de pompe qui dans les présentes simulations sera égale à 120 mW. Les résultats de ces simulations numériques sont présentés à la figure 4.23.

Pour chaque filtre utilisé (figures 4.23 (A) et 4.23 (B)), la largeur à mi-hauteur variait de 2 à 20 GHz. Les figures 4.23 (C) et 4.23 (D) mettent en valeur le régime d'émission du laser en fonction de la largeur à mi-hauteur du filtre.

En analysant la figure 4.23 (C), on s'aperçoit que le régime d'émission évolue du continu vers l'impulsionnel lorsque le dispositif de sélection spectral est un réseau de Bragg. La transition entre les deux régimes se produit lorsque la largeur à mi-hauteur du filtre vaut 12 GHz. Cette figure présente également une zone, identifiée en bleue, où le régime est relativement difficile à identifier. Nous considérons cette zone comme la transition entre les deux régimes. Dans le cas de l'utilisation d'un filtre Fabry-Perot le régime d'émission est exclusivement continu quelle que soit la largeur à mi-hauteur du filtre.

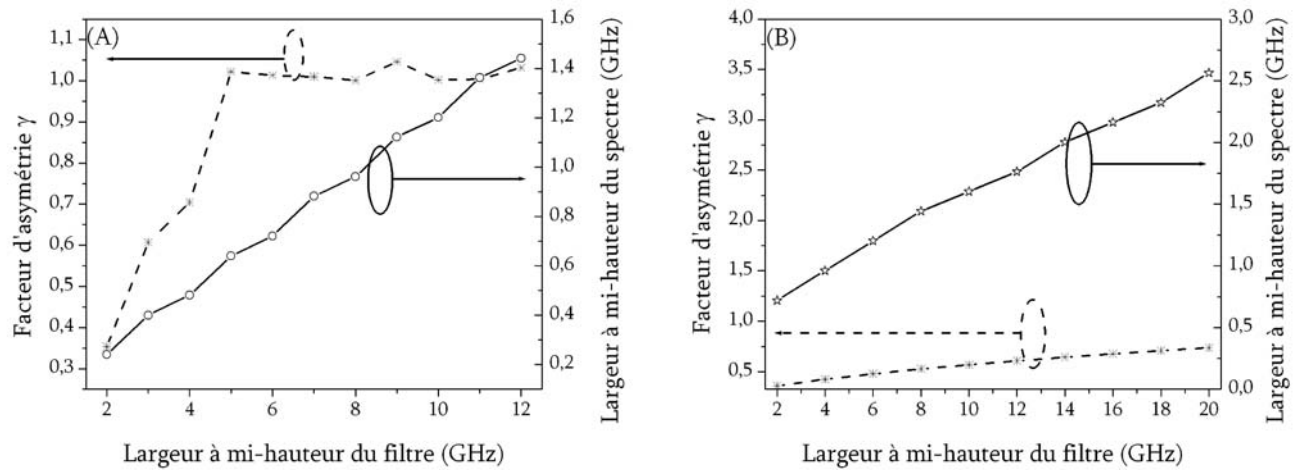


Figure 4.24: Calcul de la largeur à mi-hauteur du spectre ainsi que de son facteur d'asymétrie. (A) Réseau de Bragg. (B) Filtre Fabry-Perot.

Les simulations permettant d'accéder aux spectres d'émission du laser, il est alors possible de déterminer leur largeur à mi-hauteur ainsi que leur facteur d'asymétrie. Les résultats de ces calculs sont présentés à la figure 4.24. Comme pour les autres cas étudiés, cette figure représente le facteur d'asymétrie γ et la largeur à mi-hauteur du spectre en fonction de la largeur du filtre. L'analyse de la figure 4.24 est d'un grand intérêt. Les résultats obtenus, lorsqu'un réseau de Bragg est utilisé pour la sélection spectrale, sont présentés à la figure 4.24 (A).

Dans ce cas, le facteur d'asymétrie γ croît rapidement pour atteindre une valeur supérieure à 1. Une valeur élevée du facteur γ traduit le fait que le spectre du laser est fortement asymétrique, ce qui est en fait une caractéristique de l'utilisation d'un réseau de Bragg. Malgré l'importance de ce facteur, le régime d'émission est toujours continu. La justification de cette observation se trouve dans l'analyse de la largeur à mi-hauteur du spectre en fonction de la largeur du filtre. Bien que le facteur γ soit important, le spectre est relativement étroit lorsque la largeur du filtre est petite. La finesse du spectre prévient l'apparition du régime d'émission en modes déclenchés, car le bilan d'énergie est équilibré, entraînant de fait un régime d'émission continue. Lorsque la largeur du spectre devient suffisamment conséquente, c'est-à-dire supérieur à 12 GHz, le bilan d'énergie n'est plus nul et la dynamique à l'origine du régime impulsionnel peut alors se développer au cœur de la cavité.

Dans le cas d'un dispositif de sélection spectrale de type Fabry-Perot (figure 4.24 (B)), le facteur d'asymétrie reste faible (inférieur à 0.7). Le spectre reste donc très symétrique quelle que soit la largeur du filtre utilisé. Dans ces conditions, même si le spectre du laser devient de plus en plus étalé avec l'augmentation de la largeur du filtre, le régime d'émission demeure continu car le facteur γ ne sera jamais suffisant pour développer la dynamique du régime impulsionnel.

Au regard de ces observations sur les dispositifs de sélection spectrale de type réseau de Bragg ou filtre Fabry-Perot, nous pouvons donc conclure que dans le premier cas, le choix de la largeur à mi-hauteur sera très important pour l'obtention d'un régime d'émission continu.

d) Discussion

Sabert et al^[6] ont démontré la relation qui existait entre la pente du filtre spectral et la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. Les résultats des simulations présentés dans la section précédente complètent cette observation: le régime d'émission du laser est directement relié au choix du filtre. À ce titre, nous avons démontré que deux facteurs étaient à l'origine des transitions entre le régime continu et le régime de modes déclenchés : le facteur d'asymétrie du spectre (facteur γ) et la largeur à mi-hauteur du filtre spectral. En effet, nos investigations numériques démontrent que dans le cas de l'utilisation d'un filtre Fabry-Perot comme dispositif spectral, le spectre est quasiment symétrique (facteur γ proche de zéro). Dans le cas du réseau de Bragg, les spectres présentent une forte asymétrie. Au-delà du choix d'une technologie, c'est réellement la forme spectrale du filtre qui est importante. La figure 4.25 illustre parfaitement cette affirmation. Il s'agit du spectre du laser et du filtre associé, à savoir un réseau de Bragg (Fig. 4.25 (A)) et le filtre Fabry-Perot (Fig.4.25 (B)).

La réponse spectrale d'un réseau de Bragg est de forme carrée. Autrement dit, la bande passante de ce filtre est relativement large. Compte-tenu du fait que la physique d'un laser utilisant un décaleur de fréquence prévoit que le spectre est toujours situé sur un côté du filtre, la partie uniforme de la bande passante permet au gain d'amplifier de manière substantielle la traîne du spectre.

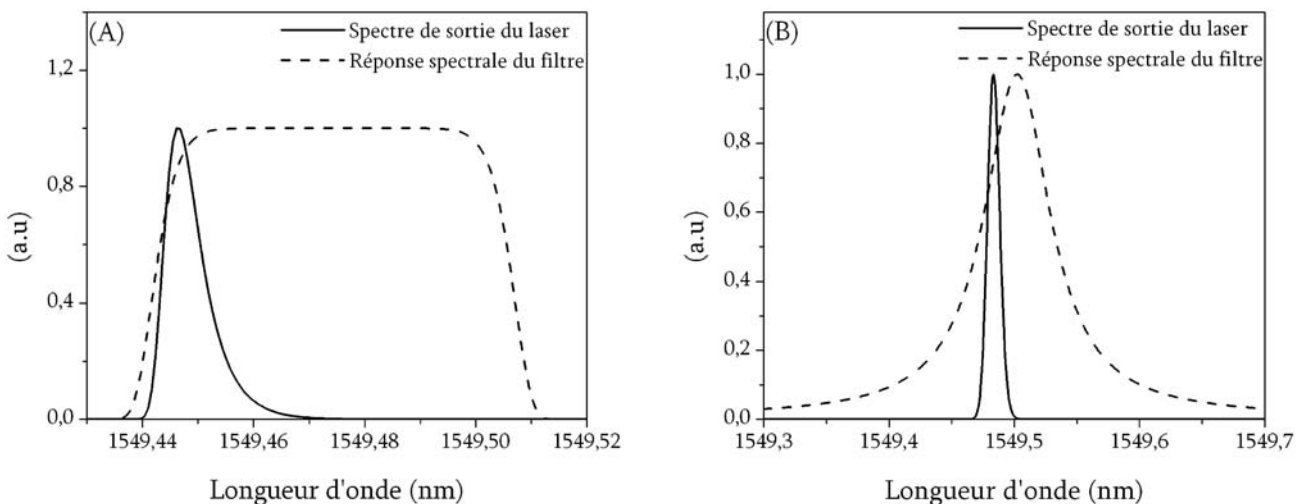


Figure 4.25: Superposition du spectre et du filtre. (A) Réseau de Bragg, (B) Filtre Fabry-Perot.

En effet, le gain se situant dans la partie centrale du filtre est beaucoup plus important que sur les cotés. L'amplification de la traîne du filtre se produit même dans le cas où le réseau de Bragg est étroit (Fig 4.24 (A)).

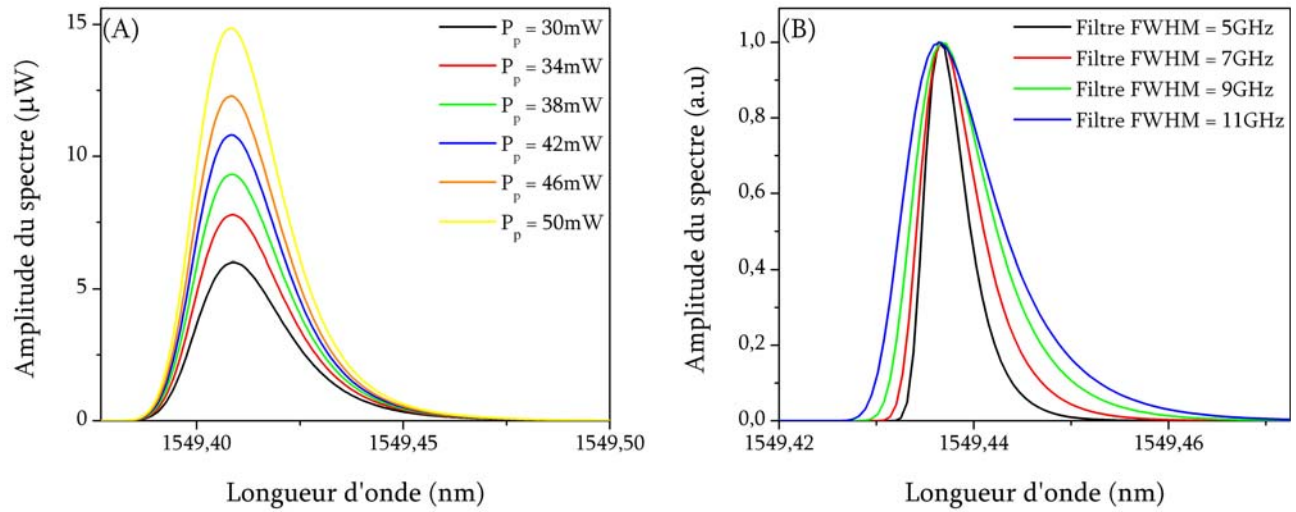


Figure 4.26 : Analyse de la dynamique du laser lorsque la puissance de pompe ou la largeur du filtre varie. (A) Analyse lorsque la puissance de pompe varie. (B) Analyse lorsque la largeur du filtre varie.

La figure 4.26 présente le spectre de l'émission laser lorsque la puissance de pompe ou la largeur à mi-hauteur du filtre varie qui sont à mettre en relation avec les figures 4.19 (B) et 4.24 (A). Lorsque la puissance de pompe varie, on constate que le facteur d'asymétrie augmente aboutissant à la création d'un train d'impulsions. Lorsque la largeur du filtre augmente, le facteur d'asymétrie reste constant alors que la largeur à mi-hauteur du spectre augmente et engendre l'apparition du régime impulsionnel. L'analyse de la figure 4.26 permet de confirmer et de mieux appréhender cette dynamique.

Dans le cas où la puissance de pompe augmente, le facteur d'asymétrie mais aussi l'amplitude du spectre augmente (figure 4.26 (A)). En effet, en augmentant la puissance de pompe, on augmente la valeur du gain net du milieu amplificateur. En conséquence l'énergie du spectre se situant dans la traîne du spectre devient de plus en plus importante. Lorsque la puissance de pompe atteint le seuil de 50 mW, l'énergie emmagasinée dans la traîne du spectre est alors suffisante pour induire la dynamique à l'origine du régime de modes déclenchés.

Si au contraire la puissance de pompe est constante mais la largeur à mi-hauteur du filtre varie, la valeur du gain net est constante au cours des simulations. On remarque, en analysant la figure 4.26 (B), que la largeur à mi-hauteur du spectre augmente alors que le facteur d'asymétrie, lui, reste constant (figure 4.24 (A)). Encore une fois le fait d'augmenter la largeur du filtre entraîne une augmentation de l'énergie située dans la traîne du spectre car la largeur spectrale de cette dernière est de plus en plus importante. Lorsque la largeur à mi-hauteur du filtre atteint la limite de 12 GHz, il y a assez d'énergie accumulée sous la traîne du spectre pour que le décalage en fréquence induise la dynamique responsable du régime impulsionnel.

Dans le cas du filtre Fabry-Perot, le pic de transmission est beaucoup plus étroit. La partie du spectre pouvant être amplifiée par un gain maximal est plus réduite et ne permet pas de développer une grande asymétrie. Un spectre parfaitement ou quasiment symétrique est synonyme de régime d'émission continu pour le laser. La nature même du filtre Fabry-Perot ne permet pas de développer un spectre asymétrique et donc le régime d'émission ne peut être que continu. Le choix d'un filtre Fabry-Perot comme dispositif de sélection spectrale est la garantie d'obtenir un régime d'émission continue pour le laser. Il est donc tout à fait normal, au regard des simulations précédentes, que les auteurs^{[12], [17]-[19]} qui ont utilisé ce type de filtrage dans leur configuration laser n'ont jamais observé le régime impulsionnel que nous avons décrit au cours de ce chapitre.

L'utilisation d'un réseau de Bragg pour assurer le filtrage en longueur d'onde est plus complexe. En effet, les deux régimes d'émission sont alors possibles, le régime continu mais aussi le régime impulsionnel. Le réseau de Bragg tend à rendre le spectre du laser asymétrique grâce à une amplification substantielle de la traîne de ce dernier. Cette forme du spectre favorise alors le régime de modes déclenchés. Cependant, nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir un régime continu avec ce type de filtre (figure 4.23 (B)). Le paramètre, responsable de la sélection de ces régimes, est la largeur à mi-hauteur du filtre.

IV.7 Conclusion

Nous avons consacré ce chapitre à l'étude expérimentale et théorique du régime d'émission à modes déclenchés passif observé dans un laser à fibre en anneau dont la cavité contient un filtre et un décaleur acousto-optique. Ce chapitre nous a permis de mettre en avant plusieurs aspects novateurs.

Le régime de modes déclenchés passif avait déjà été observé avec des lasers à fibre utilisant l'erbium comme milieu de gain. L'origine de ce régime avait été imputée au concept de paires d'ions provenant d'un dopage important du milieu de gain. Les agrégats ainsi formés se comportaient alors comme un absorbant saturable induisant un régime d'émission impulsionnel. À l'aide d'un protocole expérimental relativement simple, nous avons démontré que le concept de paires d'ions n'était pas à l'origine du régime de modes déclenchés observé dans notre expérience. C'est pourquoi nous avons entrepris une étude théorique.

Notre modèle repose sur la propagation d'ondes progressives, principe couramment utilisé dans le domaine de la physique des lasers afin de simuler un régime d'émission en modes déclenchés. Ce formalisme a été légèrement modifié afin qu'il prenne en compte le décaleur de fréquence. Nous avons porté une attention particulière au choix de la méthode de résolution numérique afin de limiter le temps de calcul.

Une première série de simulations nous a permis de démontrer que l'origine de ce régime n'était pas reliée à une modulation des pertes de la cavité contrairement au régime classique de modes déclenchés, où la nature impulsionnelle est imputée à la modulation des pertes de la cavité. Des investigations plus approfondies nous ont permis d'identifier et de comprendre la dynamique de ce régime, qui se trouve dans un processus de modulation du spectre. Un phénomène d'auto-injection redistribue l'énergie à l'intérieur du spectre du laser. Nous avons démontré que la forme du spectre ainsi que son amplitude varie au cours du temps alors que les pertes de la cavité ainsi que le gain demeurent constants. Le décaleur de fréquence est à l'origine de ce phénomène. Sous certaines conditions, le décalage en fréquence induit un gain pour l'ensemble du spectre, on parle alors de bilan d'énergie positif. C'est à dire que l'énergie perdue, car injectée dans une bande de longueurs d'onde où

l'atténuation domine, est plus faible que celle injectée vers le centre du spectre laser, là où le gain est maximal. Ce phénomène apparaît lorsque le spectre est large, peu puissant et fortement asymétrique. On assiste alors à l'augmentation de l'amplitude du spectre et donc à la naissance d'une impulsion.

Lorsque le spectre devient étroit et moins asymétrique, le bilan d'énergie devient alors négatif, c'est-à-dire que l'énergie perdue est plus importante que celle qui est injectée vers le centre du spectre. L'intensité totale du spectre et l'amplitude de son maximum ainsi que la puissance de sortie du laser, diminuent on assiste alors à la décroissance de l'impulsion. Au regard de nos simulations numériques, nous avons décidé d'identifier ce régime comme étant un régime d'émission en modes déclenchés passif à modulation de fréquence par analogie au régime d'émission en modes bloqués à modulation de fréquence.

Nous avons enfin consacré la dernière partie de ce chapitre à l'étude des transitions entre le régime d'émission continue et celui de modes déclenchés observés dans le chapitre précédent. En effet, de nombreuses publications traitant des lasers utilisant un décaleur de fréquence et incluant un filtre Fabry-Perot comme dispositif de sélection spectrale ne présentaient pas de régime d'émission en modes déclenchés. Une étude numérique a permis d'établir que le choix du filtre était fortement corrélé au régime d'émission du laser. En effet, ce choix influence deux paramètres : l'asymétrie du spectre et sa largeur à mi-hauteur. Lorsque le réseau de Bragg est utilisé, le spectre est fortement asymétrique ce qui est responsable de l'émission en régime impulsionnel. La nature même d'un filtre Fabry-Perot empêche la formation d'une asymétrie dans le spectre ce qui assure par la même occasion un régime d'émission continue.

Nous avons aussi démontré que le régime d'émission continue pouvait apparaître et ceci même lorsqu'un réseau de Bragg était utilisé comme dispositif de sélection spectrale. Le paramètre primordial est alors la largeur à mi-hauteur du filtre. La réponse spectrale d'un réseau de Bragg conjugué au gain du laser induit une asymétrie au spectre. Cependant le régime d'émission devient impulsionnel uniquement lorsque le spectre est assez large pour générer des pertes suffisantes pour interrompre le processus laser. La largeur du spectre étant directement proportionnelle à la largeur du filtre, un choix éclairé du réseau de Bragg permet alors d'assurer un régime d'émission continu.

Bien qu'un filtre Fabry-Perot assure un régime d'émission continue, ce dernier implique quelques inconvénients comme la dégradation de la platitude du spectre de sortie^[19]. La technologie des réseaux de Bragg permet le contrôle de la force du filtre au cours de l'écriture. On peut donc envisager d'adapter la réponse du filtre en fonction de celle du milieu de gain. Dans le chapitre suivant, nous allons donc utiliser cette propriété afin de réaliser une source fortement multi-longueurs d'onde couvrant toute la bande C de l'erbium et émettant en régime continu avec une platitude du spectre de sortie acceptable.

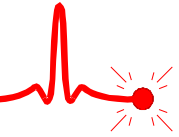
IV.8 Bibliographie

- [1] A.E. Siegman, "Lasers", *University Science Books*, 1986.
- [2] M.J.F. Digonnet, "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers", *Marcel Dekker inc*, 2001.
- [3] T. P. Lee et R. H. Roldan, "Repetitively Q-Switched light pulses from GaAs injection lasers with tandem double-section stripes geometry ", *IEEE J. of quantum Electron.*, Vol. 6, pp. 339-352, 1970.
- [4] F. Sanchez et G. M. Stephan, "General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers", *Phys. Rev. E*, Vol. 53, pp. 2110-2121, 1996.
- [5] M. K. Davis, M. J. F. Digonnet et R. H. Pantell, "Characterization of clusters in rare earth-doped fibers by transmission measurements", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, pp. 120-126, 1995.
- [6] M. J. F. Digonnet, M. K. Davis et R. H. Pantell, "Rate equations for clusters in rare earth-doped fibers", *Opt. Eng.*, Vol. 1, pp. 48-57, 1994.
- [7] P. Roy et D. Pagnoux, "Analysis and optimization of a Q-Switched Erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator", *Opt. Fiber Technol.*, Vol. 2, pp. 235-240, 1996.
- [8] D.H. Stone, "Effects of axial nonuniformity in modeling Q-Switched lasers", *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 10, pp. 1970-1973, 1992.
- [9] W.D. Chi, L. Chao et M.K. Rao, "Time-domain large signal investigation on nonlinear interactions between an optical pulse and semiconductor waveguide", *IEEE J. of quantum Electron.*, Vol. 37, pp. 1329-1336, 2001.
- [10] P. P. vasil'ev, "High-power high frequency picosecond pulses generation by passive Q-switched 1.55 μ m diode lasers ", *IEEE J. of quantum Electron.*, Vol. 29, pp. 1687-1692, 1993.
- [11] B. A. E. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", *Wiley interscience*, 1991.
- [12] M. Karásek et A. Bellemare, "Numerical Analysis of Multifrequency Erbium-Doped Fiber Ring Laser Employing a Periodic Filter and a Frequency shifter", *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 147, pp. 115-119, 2000.
- [13] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multiwavelength Erbium-doped fiber laser with frequency-shifter feedback", *Proc. SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.

-
- [14] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling et B.P. Flannery, "Numerical recipes in C", Cambridge University Press, 1999.
- [15] A. Chandonnet et G. Larose, "High power Q-Switching erbium fiber laser", *Opt. Eng.*, Vol. 32, pp. 2031-2035, 1993.
- [16] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.
- [17] R. Slavík, S. LaRochelle et M. Karasek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength Erbium-doped fiber ring laser in C-band", *Opt. Comm.*, Vol. 26, pp. 365-371, 2002.
- [18] R. Slavík et S. LaRochelle, "Frequency shift in a fiber laser resonator", *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 28-30, 2002.
- [19] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [20] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.
- [21] Abramowitz. M. et Stegun, I. A. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, 9th printing*. New York: Dover, p. 928, 1972.

CHAPITRE

5



ÉMISSION EN RÉGIME CONTINU

Attention, les lasers multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction peuvent contenir des traces de modes de cavité.



V.1 Introduction

Au travers du chapitre III, nous avons établi qu'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction pouvait émettre suivant trois régimes : régime de modes déclenchés, régime continu ou régime de modes bloqués passif. De plus, nous avons vu que le régime de modes bloqués pouvait être supprimé en augmentant le nombre de longueurs d'onde émises simultanément. L'augmentation du nombre de bandes spectrales entraîne une diminution de leur puissance, réduisant du même coup, le niveau des effets non-linéaires à l'origine de ce régime.

Le chapitre IV nous a permis d'identifier la dynamique responsable de l'apparition du régime de modes déclenchés. Ce régime impulsionnel identifié comme un régime de modes déclenchés à modulation de fréquence provient d'une modulation de l'amplitude du spectre. Un processus de redistribution de l'énergie à l'intérieur du spectre permet d'expliquer la nature impulsionnelle de l'émission. Les expériences présentées dans le chapitre précédent ont également démontré que le régime d'émission du laser était fortement corrélé au choix du dispositif de sélection spectrale. En effet, le régime de modes déclenchés ne prend naissance que lorsque le filtre utilisé pour la sélection des bandes spectrales est un réseau de Bragg. Lors de l'utilisation d'un filtre Fabry-Pérot, le régime est exclusivement continu.

Bien que les conclusions du chapitre IV semblent indiquer que l'utilisation des réseaux de Bragg comme dispositif de sélection spectrale est inadéquate, elle présente un grand intérêt dans le cas de sources multi-longueurs d'onde. À titre d'exemple, nous pouvons citer le contrôle de la platitude du spectre de sortie du laser. En effet, l'amplitude du gain de l'erbium n'étant pas uniforme sur la bande C, les plus courtes longueurs d'onde bénéficient d'une amplification plus importante. Lors de l'utilisation d'un filtre Fabry-Perot dans une source multi-longueur d'onde, il apparaît des problèmes de platitude du spectre de sortie. De récentes publications concernant ce type de sources ont tenté de résoudre ce problème par le biais de plusieurs méthodes^{[2]-[4]}. La plus simple d'entre elles, consiste à limiter la bande d'opération du laser à une région où le gain est relativement uniforme^[3]. Cette approche est loin d'être optimale dans la mesure où la limitation de la bande d'opération du laser diminue par la même occasion le nombre de longueurs d'onde disponibles en sortie de cette source.

Une seconde solution consiste à réaliser un contrôle fin des pertes de la cavité. Dans ce domaine, Slavik et al^[2], ont obtenu deux zones d'opération pour lesquelles la platitude du spectre était meilleure que 3 dB. Cependant, le fait que ces zones ne soient pas disponibles de façon simultanée à la sortie du laser limite considérablement les applications pour ce type de source. Enfin, la dernière solution, explorée par Kim et al^[4], consiste à utiliser un filtre aplatisseur de gain (FAG) afin de contrôler l'uniformité du gain le long de la plage d'opération du laser. Un filtre aplatisseur de gain est un dispositif possédant une réponse spectrale inversement proportionnelle à la courbe de gain avec lequel il sera utilisé. La cascade de ce filtre et du milieu de gain permet d'obtenir une amplification uniforme. Malheureusement, la réalisation de ce type de filtre est relativement complexe et les approximations de fabrication engendrent des variations du gain. Les travaux de Kim n'ont pas abouti à la réalisation d'une source multi-longueurs d'onde ayant un spectre d'émission couvrant toute la bande C et de platitude inférieure à 3 dB.

L'enjeu de ce chapitre est de proposer et de réaliser une source multi-longueurs d'onde couvrant toute la bande C, émettant en régime continu et dont la platitude du spectre de sortie sera meilleure que 3 dB. Nous utiliserons une cascade de réseaux de Bragg comme dispositif de sélection spectrale. Etant donné les problèmes d'émission en modes déclenchés reliés à l'utilisation de ce type de technologie dans une cavité laser incorporant un décaleur de fréquence, nous devons ajuster la cavité laser en utilisant le contrôle des pertes, sa longueur totale ou le nombre de longueurs d'onde afin d'obtenir une émission en régime continu. La méthode utilisée pour obtenir une platitude acceptable est basée sur l'utilisation d'une technique que nous avons baptisée : *l'écriture de réseaux de Bragg intra-cavité*.

En préambule de ce chapitre, nous étudierons les propriétés spectrales d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction. Le concept de modes de cavité est actuellement un sujet de controverse dans la littérature scientifique. Le premier courant de pensée suggère que la structure modale de ce type de laser est chirpée, ce qui signifie que la fréquence instantanée des modes de cavité varie au cours du temps. D'autres supposent que le laser est sans modes. Après une description succincte de ces deux théories, nous nous proposons d'étudier la cavité

froide. Nous verrons de quelle façon cette étude nous permettra de prendre position pour l'une ou l'autre de ces hypothèses.

La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à la réalisation d'une source multi-longueurs d'onde émettant en régime continu et couvrant toute la bande C des télécommunications optiques. Nous présenterons la technique d'écriture de réseaux de Bragg intra-cavité avant de poursuivre par les réalisations expérimentales. La réalisation de cette source est une contribution importante au domaine des lasers multi-longueurs d'onde, car il s'agit du premier laser fortement multi-longueurs d'onde émettant sur toute la plage spectrale de la bande C et présentant une platitude acceptable.

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous présenterons une application possible des lasers multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence au domaine des télécommunications optiques. Ayant démontré qu'il n'était pas envisageable d'utiliser cette source comme transmetteur, nous tirons partie de la nature multi-longueurs d'onde de ce laser pour mesurer la dispersion chromatique d'un lien de télécommunication en fibre optique. Cette réalisation sera basée sur l'usage de la méthode du temps de vol pour la mesure de la dispersion.

V.2 Étude des propriétés spectrales du laser

Comme nous l'avons souligné en introduction, lorsqu'on s'intéresse aux propriétés spectrales d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction, deux points de vue s'affrontent. L'un prône le concept de structure modale chirpée, le second défend celui de laser sans modes. Les deux premiers paragraphes de cette section seront consacrés à la présentation de ces deux approches. Par la suite, nous déterminerons quel est le point de vue acceptable en étudiant la structure modale d'une cavité froide.

V.2.1 Concept de la structure modale chirpée

Le concept de structure modale chirpée a été énoncé pour la première fois par Streifer et al^[5] au début des années 70. Dans leurs travaux, ils considèrent un laser composé d'une cavité Fabry-Perot, d'un milieu de gain à base de colorant et d'un filtre accordable acousto-optique. Le champ laser, qui circule dans cette cavité, est donc décalé de f_s à chaque passage dans la structure résonante. Streifer suggère alors que la structure modale de ce type de laser doit impérativement être chirpée puisque la fréquence instantanée des modes subit un décalage de f_s par passage ou de $v_f f_s$ par seconde, v_f représentant l'ISL de la cavité. En se basant sur ce postulat, il est alors possible de définir le champ circulant à l'intérieur de la cavité de la manière suivante :

$$E(t) = e^{2i\pi[(v_f k_q - f_s)t - v_f f_s t^2]} \quad (5.1)$$

où k_q est un entier représentant le numéro du mode longitudinal considéré.

La fréquence instantanée des modes de cavité f_q est proportionnelle à la dérivée de la phase temporelle et est donnée par la formule suivante :

$$f_q(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_q(t)}{dt} = k_q v_f - f_s + 2v_f f_s t \quad (5.2)$$

où $\phi_q(t)$ représente la phase du champ circulant dans la cavité résonnante.

L'équation (5.2) met en évidence que la structure modale d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction est chirpée et que ce glissement en fréquence s'effectue à une vitesse égale à v_{fs} . L'établissement de la formule (5.2) ne repose sur aucune démonstration théorique, elle a été établie en se reportant à des faits expérimentaux.

Ce n'est qu'à la fin des années 90 que des études expérimentales et théoriques ont été réalisées^{[6]-[7]}. Lors de ces études des propriétés spectrales d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction, Kasahara et al^[7] ont développé leur théorie en appliquant ce même principe, à savoir que la fréquence instantanée des modes de cavité est donnée par la dérivée de la phase du champ ayant subi une propagation dans la structure résonnante. Les auteurs ont alors établi que dans le cadre d'un laser utilisant une configuration Fabry-Perot, le champ circulant à l'intérieur d'une cavité résonnante était la somme de différentes composantes fréquentielles ayant une phase $\phi_{kq}(t)$. L'expression analytique de ce champ est la suivante :

$$E(t) = \sum_{k_q} E_{k_q} \left\{ \sqrt{R} \eta_{AOM} G(v) \right\}^{(t - \frac{k_q}{f_s})/\tau_{rt}} e^{j\phi_{k_q}(t)} \quad |t| < \frac{T_0}{2} \quad (5.3)$$

où R représente les pertes de la cavité, η_{AOM} l'efficacité du décaleur de fréquence acousto-optique, $G(v)$ le gain saturé et τ_{rt} le temps de vol dans la structure résonnante. Le paramètre k_q est un entier qui définit l'indice du champ créé au temps $t = k_q/f_s$. Enfin, la constante T_0 est définie de la manière suivante :

$$T_0 = \Delta v_a \frac{\tau_{rt}}{f_s}$$

Afin de mieux comprendre le concept à l'origine de l'expression du champ par l'équation (5.3), reportons-nous à la figure 5.1.

Les expériences du chapitre II et les travaux réalisés par Streifer^[5] et Sabert^[8] montrent que le point de fonctionnement de notre laser se trouve sur le bord de la courbe de gain. Dans le cas d'un décalage positif, le spectre dérive vers les longueurs d'onde les plus courtes. Les composantes spectrales situées dans la région des longueurs d'onde les plus courtes finissent par disparaître du spectre car elles subissent l'atténuation (point (2) sur la figure 5.1).

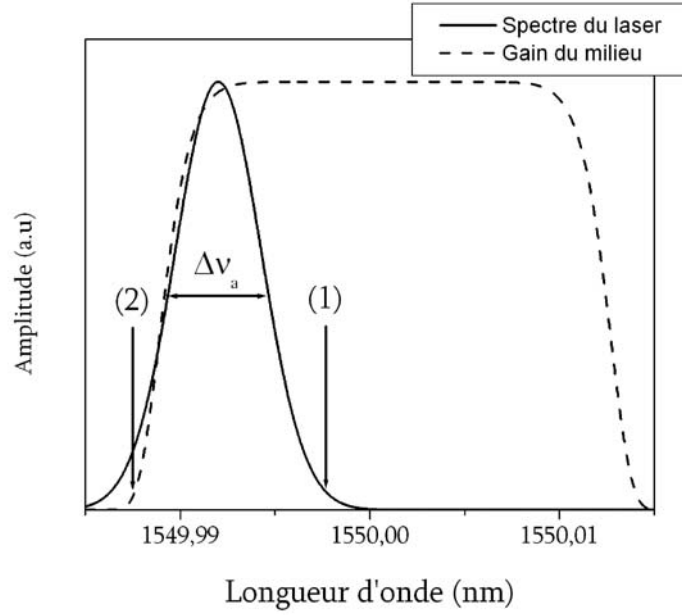


Figure 5.1 : Description de la dynamique d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction.

Cependant l'émission spontanée présente dans la fibre dopée ainsi que dans le gain, qui est plus important pour les longueurs d'onde plus longues, favorisent l'apparition et l'amplification de nouvelles fréquences au point noté (1) sur la figure 5.1. Par voie de conséquence, une composante spectrale créée au point (1) aurait une durée de vie de $\frac{\Delta\nu_a}{f_s}\tau_{rt}$ avant de disparaître au point (2).

L'évaluation du champ total à un instant donné doit tenir compte des champs créés dans la plage de temps t à $t - \frac{\Delta\nu_a}{f_s}\tau_{rt}$, ce qui aboutit à l'équation (5.3). En utilisant un raisonnement similaire, les auteurs ont pu décrire analytiquement la variation de la phase temporelle de chaque composante spectrale $\varphi_{k_q}(t)$:

$$\varphi_{k_q}(t) = 2\pi \left[\nu_f \left(t - \frac{k_q}{f_s} \right) + \frac{1}{2} \frac{f_s}{\tau_{rt}} \left(t - \frac{k_q}{f_s} \right)^2 \right] \quad (5.4)$$

L'équation (5.4) traduit le fait qu'une composante spectrale de fréquence ν_f générée à l'instant $t - (k_q/f_s)$ subisse un glissement de fréquence à la vitesse f_s/τ_{rt} . Considérant cette équation, il est possible d'établir l'expression de la fréquence instantanée de la manière suivante :

$$f_q(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_{k_q}(t)}{dt} = \nu_f + \frac{f_s}{\tau_{rt}} \left(t - \frac{k_q}{f_s} \right) \quad (5.5)$$

L'équation (5.5) suggère, qu'à un instant t , une structure modale est générée avec une périodicité correspondant à l'ISL de la cavité. Au cours du temps, cette structure subira un glissement en fréquence d'où le concept de structure modale chirpée. Ce concept est très bien illustré par la figure 5.2.

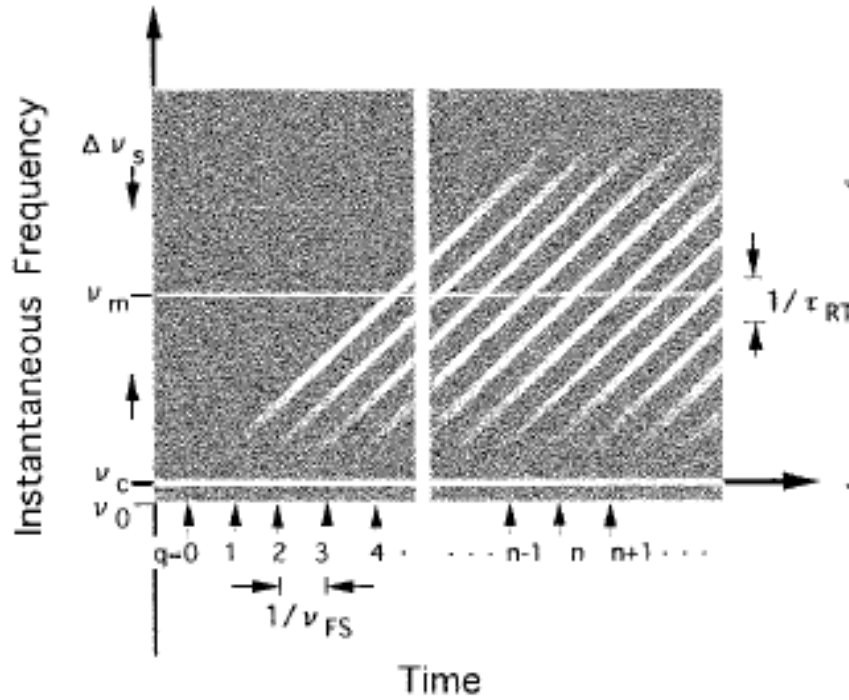


Figure 5.2 : Représentation de la fréquence instantanée du spectre en fonction du temps^[7].

Cette dernière reprend le concept exposé par Kasamura et *al.* À un instant donné, le laser admet une structure modale dont le glissement en fréquence est fonction du temps écoulé. En conclusion, les auteurs précisent que le spectre du laser n'est plus un ensemble fini de fréquences discrètes mais un continuum lorsque le temps d'analyse est trop long. La mesure du spectre d'un tel laser avec les outils conventionnels, tels que ceux présentés au chapitre III donne l'illusion qu'un laser utilisant un décaleur de fréquence est une source qui n'admet pas de modes de cavité.

V.2.2 Concept du laser sans modes

Le second courant de pensée qui tente d'expliquer les propriétés spectrales d'un laser utilisant un décaleur de fréquence repose sur le concept de laser sans modes (*modeless laser*). Dans la littérature, plusieurs articles, riches en études théoriques^{[11]-[12]} ou expérimentales^{[9]-[10]}, qui traitent de ce concept. L'idée directrice de toutes ces publications est que le décaleur de fréquence prévient l'apparition d'interférences constructives, qui sont à la base des modes de cavité dans une structure laser classique. En effet, deux ondes électromagnétiques peuvent interférer entre elles si, entre autres conditions, leur fréquence sont égales. Dans le cas d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction, cette condition n'est pas réalisée car la fréquence du champ laser est décalée à chaque passage dans la cavité. La plupart des démonstrations expérimentales ont été réalisées en utilisant des lasers au colorant. Un exemple donné à la figure 5.3 (A), est basé sur l'utilisation d'une cellule de colorant de la société Coherent dans le cas d'une configuration en anneau et pompée par un laser argon.

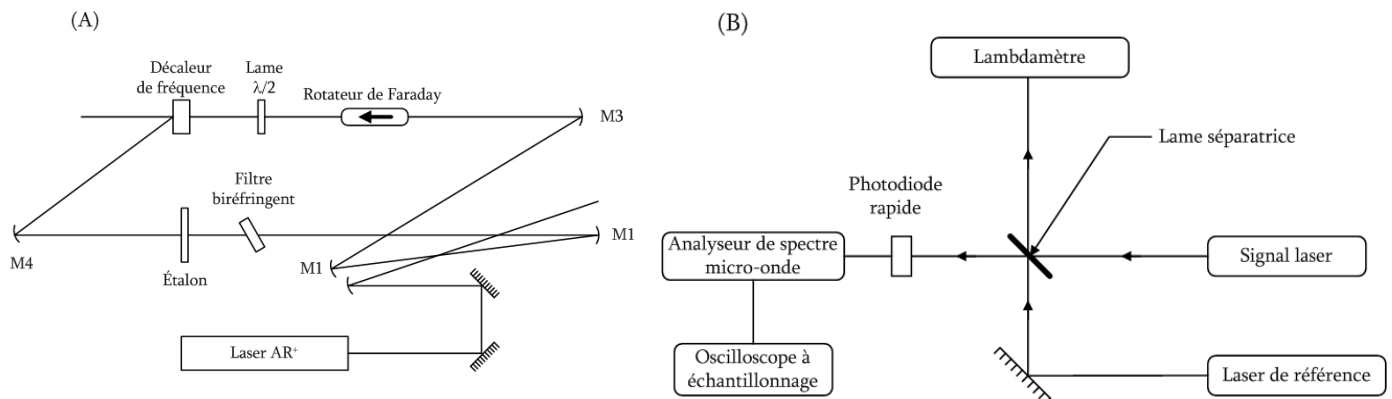


Figure 5.3 : Montages expérimentaux proposés par Littler^[9]. (A) Schématisation de la cavité laser. (B) Dispositif expérimental d'analyse des propriétés spectrales du laser.

Cette cavité, constituée d'un rotateur de Faraday cascadié avec une lame $\lambda/2$, est unidirectionnelle. Les auteurs ont également utilisé plusieurs filtres spectraux pour réduire la largeur du spectre de ce laser (étalon, filtre biréfringent). L'intervalle spectral libre (ISL) de cette cavité était de 188 MHz, et un élément acousto-optique permettant de décaler un signal optique de 80 MHz constituait le décaleur en fréquence.

Le dispositif expérimental pour l'analyse spectrale de cette cavité laser est basé autour d'un montage hétérodyne (figure 5.3 (B)). Le laser de référence était une source accordable fournie par la compagnie Coherent (Coherent 699-21) dont la largeur de raie à mi-hauteur valait 1 MHz. En utilisant ce dispositif d'analyse les auteurs ont réalisé toute une série de mesure afin de démontrer qu'un laser utilisant un décaleur de fréquence ne présentait pas de structure modale. Le résultat de la première mesure portant sur le spectre du laser est présenté à la figure 5.4.

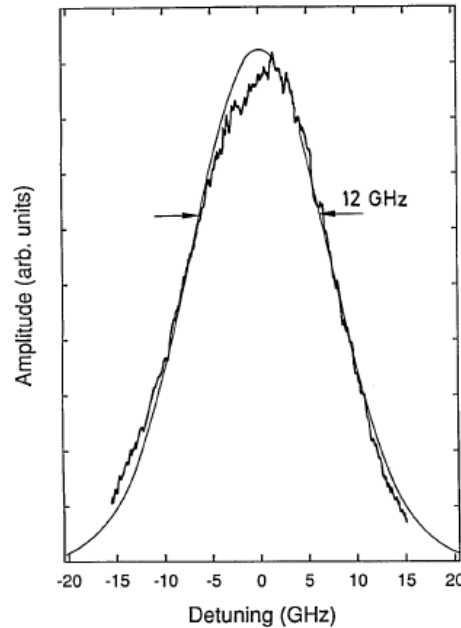


Figure 5.4 : Mesure du spectre du laser en utilisant le montage hétérodyne avec une résolution de 5 MHz.

La résolution utilisée au cours de cette mesure était de 5 MHz donc inférieure à l'ISL de la cavité. Cette résolution permettait de détecter la présence de modes de cavité du laser. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.4, le spectre ne présente aucune structure modale et cette particularité ne peut pas être imputée à une résolution inadéquate du système de mesure. En effet, dans le cas d'un laser n'utilisant pas de décaleur, le spectre aurait dû être composé d'une multitude de pics Fabry-Pérot séparés de la valeur de l'ISL de la cavité. Afin de valider cette mesure, les auteurs ont réalisé une étude comparative entre un laser multimode classique, c'est-à-dire n'utilisant pas le décaleur et leur système présenté à la figure 5.3 (A). L'outil d'analyse qu'ils ont choisi d'utiliser pour cette étude était le spectre micro-onde du signal hétérodyne. Les résultats associés sont présentés à la figure 5.5.

Dans le cas de la cavité laser utilisant le décaleur de fréquence, le spectre micro-onde du signal hétérodyne ne comporte pas de structure modale bien définie (figure 5.5 (A)). La modulation lente est due à des artéfacts liés à la réponse de la photodiode et à l'instabilité des deux lasers. Les pics apparaissant dans ce spectre sont aussi des imperfections de mesures ne correspondant pas à l'ISL de la cavité. Dans le cas où un laser multimode conventionnel est analysé, le spectre micro-onde présente de pics bien définis correspondant à l'ISL de la cavité. Ces pics correspondent en fait aux modes de cavité. Cette étude comparative a permis de conclure qu'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction n'entretient pas de structure modale conventionnelle.

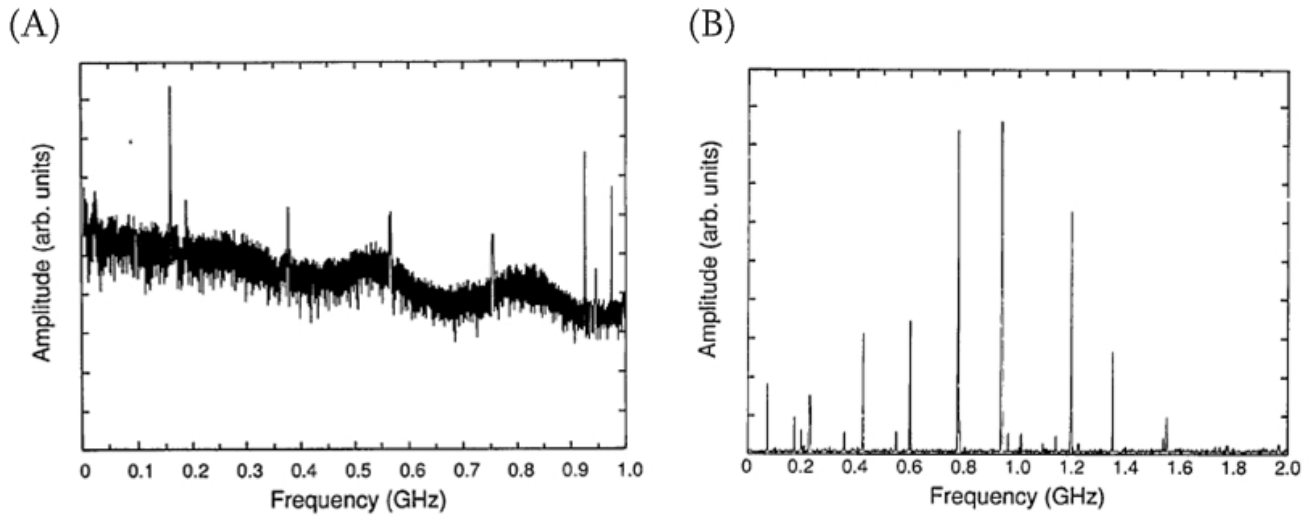


Figure 5.5 : Spectre micro-onde du signal hétérodyne. (A) Mesure dans le cas d'un laser utilisant un décaleur de fréquence. (B) Mesure pour une cavité multimode conventionnelle.

Plusieurs publications se sont intéressées à l'étude théorique des propriétés spectrales de ce type de laser^{[11]-[12]}. Une autre approche à l'étude simplifiée des propriétés spectrales des lasers avec décaleur de fréquence est d'analyser la réponse d'une cavité froide lorsqu'elle reçoit un signal d'entrée large bande^[11]. Dans [11], les auteurs ont utilisé cette méthodologie afin de calculer le champ en sortie d'une cavité froide en anneau incluant un décaleur de fréquence. L'idée principale de cette publication repose sur le fait que le champ de sortie d'une cavité est la superposition d'une portion du champ circulant à l'intérieur de cette dernière. Dans le cas où le champ incident sur la cavité est monochromatique, le champ en sortie peut s'écrire de la manière suivante :

$$E_s(t) = r^4 t_1 e^{i\varphi_0} + r^8 r_1 t_1 e^{i\varphi_1} + r^{12} r_1^2 t_1 e^{i\varphi_1} + \dots \quad (5.6)$$

où t la transmission de la cavité et r la réflectivité des miroirs.

Le décalage en fréquence a une influence sur la phase du champ circulant à l'intérieur de la cavité et donc sur le champ de sortie de la structure. L'expression de la phase de chaque champ élémentaire doit tenir compte de cette perturbation. La phase du champ après le $n^{\text{ième}}$ passage dans la cavité peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= \frac{\omega L}{c} - \omega t \\ \varphi_1 &= \varphi_0 + \frac{\omega L}{c} + \frac{f_s L}{c} - f_s t \\ \varphi_2 &= \varphi_0 + \frac{2\omega L}{c} + \frac{3f_s L}{c} - 2f_s t \\ \varphi_3 &= \varphi_0 + \frac{3\omega L}{c} + \frac{6f_s L}{c} - 3f_s t \\ &\vdots \\ \varphi_n &= \varphi_0 + n \left[\frac{\omega L}{c} - f_s t \right] + n(n+1) \frac{f_s L}{2c}\end{aligned}$$

où ω représente la pulsation du champ, f_s la valeur du décalage et L la longueur de la cavité. Le terme $n(n+1) f_s L/2c$, représente la phase cumulée due au décalage en fréquence à chaque passage dans la cavité. Le champ en sortie de la cavité froide s'exprime alors de la manière suivante :

$$E_s(t) = T e^{\varphi_0} \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{in \left[\frac{\omega L}{c} - f_s t \right]} e^{in(n+1) \frac{f_s L}{2c}} \quad (5.7)$$

avec $T = r^4 t_1$ et $R = r^4 r_1$.

Dans le cas où le signal d'entrée est large bande de la forme $E_i(\omega) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{\omega^2}{b^2} \right]$, l'expression du champ de sortie de la cavité devient,

$$E_s(t) = \frac{T}{b\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{in(n+1) \frac{f_s L}{2c}} \cdot e^{-inf_s t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\omega^2}{b^2}} e^{i \left[(n+1) \frac{\omega L}{c} - \omega t \right]} d\omega \quad (5.8 a)$$

$$E_s(t) = T \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{-inf_s t} \cdot e^{-\left[t - (n+1)\frac{L}{c}\right]^2 \frac{b^2}{4}} \cdot e^{in(n+1)\frac{f_s L}{2c}} \quad (5.8 b)$$

Le calcul du spectre défini par l'intermédiaire de l'équation (5.8 b) est présenté à la figure 5.6.

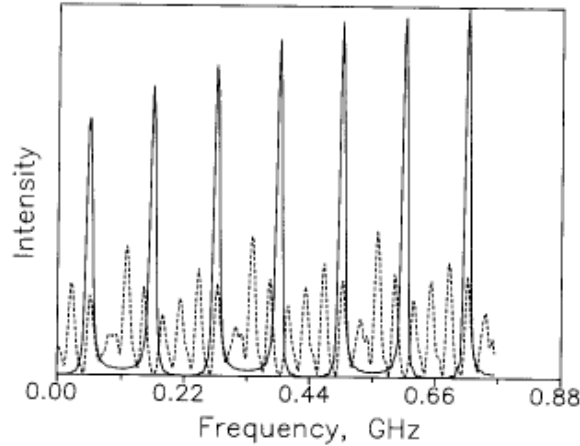


Figure 5.6 : Calcul du spectre correspondant au champ (5.8 b). Pour la trace continue, $b=10$ GHz, l'ISL vaut 220 GHz et le décalage est de 110 MHz. Pour la trace en pointillée, $b=10$ GHz, l'ISL vaut 220×0.95 GHz et le décalage est de 110 MHz.

La figure 5.6 indique que lorsque le décalage en fréquence et l'ISL de la cavité sont résonnants, alors la cavité froide entretient des modes de cavité séparés de la valeur de l'ISL. Dans le cas contraire, si ces deux quantités ne sont pas résonnantes, la cavité n'admet pas de structure modale et on parle alors de structure résonnante sans modes de cavité.

V.2.3 Étude de la structure modale en cavité froide

L'étude des propriétés spectrales d'un laser est souvent réalisée pour une cavité froide, c'est-à-dire pour la structure résonnante sans le milieu de gain^{[13]-[14]}. L'étude est cohérente car l'apparition des modes de cavité dans une source laser est attribuée à la propriété de filtrage de la structure résonnante (cf chapitre II). Le milieu de gain, quant à lui, a une incidence sur la forme du spectre d'un laser dans la mesure où il dépend de la dimension spectrale par l'intermédiaire de ses sections efficaces. Il peut également favoriser ou stabiliser certains modes de cavité, en particulier dans le cas du *spatial hole burning*^{[13]-[14]}.

Nous présentons, dans un premier temps, les concepts fondamentaux reliés à l'étude d'une cavité d'un laser classique, c'est-à-dire qui n'utilise pas de décaleur de fréquence. Ensuite, nous réaliserons l'étude spectrale de la cavité froide de notre laser au moyen de la simulation numérique d'une cavité en anneau incluant un décaleur en fréquence. La fin de ce paragraphe sera consacrée à une discussion au cours de laquelle nous justifierons notre adhésion à l'une des deux théories exposées précédemment en fonction des résultats numériques obtenus.

a) Concepts fondamentaux

Dans le cas d'une cavité laser classique comme celle présentée à la figure 5.7, les propriétés de résonance peuvent être obtenues en utilisant une démonstration analytique.

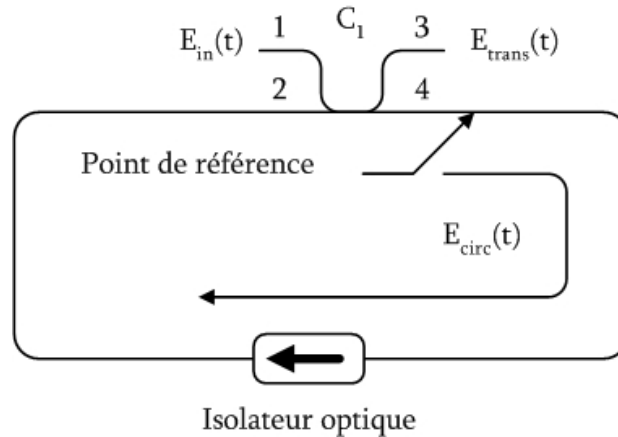


Figure 5.7 : Schématisation d'une cavité froide en anneau.

Pour ce faire, considérons un champ sinusoïdal pénétrant dans la cavité résonnante par le coupleur (C1). Ce champ est noté $E_{in}(t)$ sur la figure 5.7. Le champ circulant dans la structure est noté $E_{circ}(t)$, et le champ sortant de celle-ci sera noté $E_{trans}(t)$. Si on place un point de référence en sortie du coupleur (C1), le champ à cette position est une somme de deux vecteurs. La première contribution est le champ transmis par le coupleur dont la valeur est $j t_{14} E_{in}(t)$, t_{14} représentant la transmission du coupleur du bras 1 vers le bras 4. La seconde contribution est le champ qui, à partir de ce point de référence, a subi une propagation dans la cavité, ce qui signifie qu'il a traversé tous les éléments

composant la cavité froide. Le champ total circulant à l'intérieur de la cavité résonnante peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\vec{E}_{\text{circ}} = j t_{14} \vec{E}_{\text{in}} + \tilde{g}_{\text{rt}}(\omega) \vec{E}_{\text{circ}} \quad (5.9)$$

où $\tilde{g}_{\text{rt}}(\omega)$ représente le gain net complexe pour une onde ayant effectuée un passage complet dans la cavité.

Pour obtenir une expression satisfaisante de $\tilde{g}_{\text{rt}}(\omega)$, il est nécessaire de considérer tous les éléments constituant la cavité résonnante. Dans notre cas, la structure est uniquement constituée d'un anneau de fibre de longueur L . Cette fibre possédant un certain niveau de perte intrinsèque α_0 , le signal qui parcourt cet anneau est donc atténué. La valeur de cette atténuation est une loi en $\exp(-\alpha_0 L)$. En outre, il est évident qu'un signal sinusoïdal de pulsation ω se propageant à l'intérieur d'un milieu diélectrique, accumule une phase de propagation égale à $\exp(-j\omega L/v_p)$, où v_p représente la vitesse de phase de la lumière dans le milieu. Dans ce cas, le gain net complexe de la cavité s'exprime de la manière suivante :

$$\tilde{g}_{\text{rt}}(\omega) = t_{24} e^{\left(-\alpha_0 L - j\frac{\omega L}{c}\right)} \quad (5.10)$$

À l'aide des équations (5.10) et (5.9), il est possible de redéfinir l'expression du champ circulant dans la cavité :

$$\vec{E}_{\text{circ}} = j t_{14} \vec{E}_{\text{in}} + t_{24} e^{\left(-\alpha_0 L - j\frac{\omega L}{v_p}\right)} \vec{E}_{\text{circ}} \quad (5.11)$$

Si on exprime (5.11) sous la forme d'une fonction de transfert, on obtient :

$$\frac{E_{\text{circ}}}{E_{\text{in}}} = \frac{j t_{14}}{1 - t_{24} e^{\left(-\alpha_0 L - j\frac{\omega L}{v_p}\right)}} \quad (5.12)$$

L'illustration de l'équation (5.12) est présentée à la figure 5.8. La figure 5.8 permet d'énoncer plusieurs concepts intéressants. Tout d'abord, cette figure met en avant la propriété de filtrage d'une cavité

résonnante. En effet, l'énergie à l'intérieur de la structure se concentre exclusivement dans un nombre fini de fréquences, qui forment ce que l'on appelle les modes de cavité.

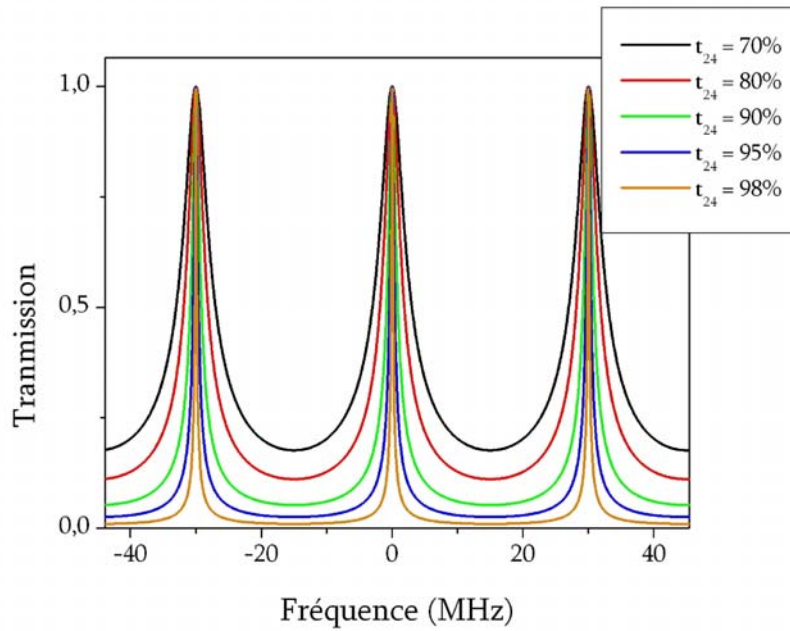


Figure 5.8: Transmission de la cavité froide dans le cadre d'une structure résonnante classique.

Dans le cas d'une cavité en anneau, la fréquence instantanée de ces modes est définie par la formule suivante :

$$\nu_k = k \frac{c}{nL} \quad (5.13)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu.

L'apparition de ces modes de cavité est due au processus d'interférence qui prend naissance à l'intérieur de la structure résonnante. En effet, pour qu'une fréquence puisse subsister à l'intérieur de cette dernière, il faut que sa phase après une propagation dans la cavité soit un multiple de 2π . En d'autres termes, il est nécessaire que le champ au point de référence et le champ qui s'est propagé dans la cavité puissent interférer de manière constructive. La propriété de filtrage d'une cavité laser est donc une conséquence directe d'un processus d'interférence constructive.

L'analyse de la figure (5.8) nous permet également de remarquer que la qualité de la sélection spectrale dépend de la transmission t_{24} entre le bras numéro 2 et le 4 du coupleur C1. Plus la valeur de ce coefficient est proche de 100%, et plus le mode de cavité est étroit ce qui accroît la qualité de filtrage de la structure.

Une analyse numérique d'une cavité froide facilite la compréhension du phénomène de filtrage. La simulation permet de calculer la propagation d'un champ incident dans une cavité froide. On choisit un champ ayant une phase temporelle aléatoire ce qui permet, (figure 5.9 (A)), d'obtenir toutes les fréquences pour une plage spectrale donnée.

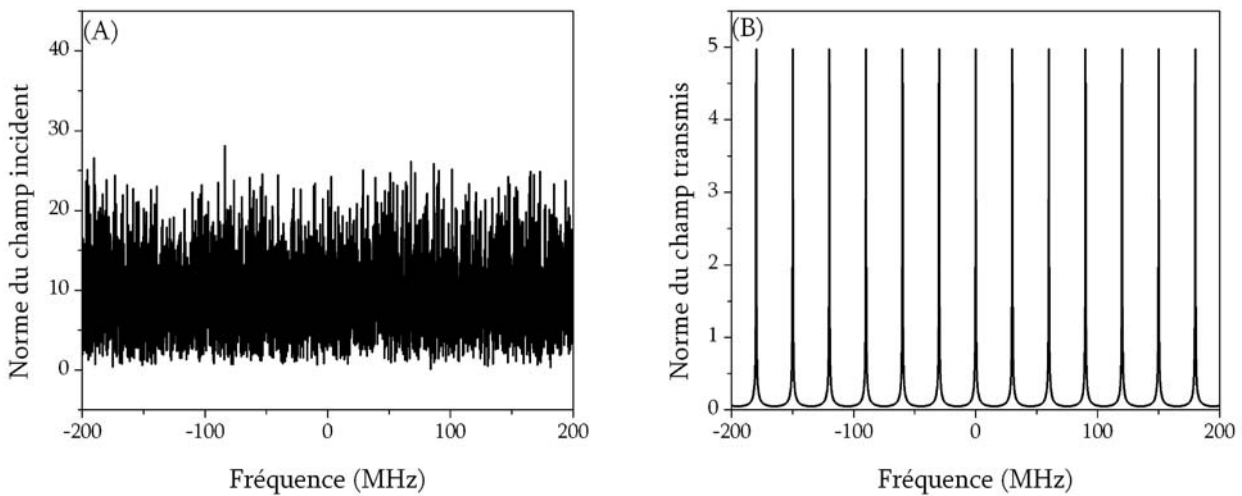


Figure 5.9: Simulation numérique de la propagation d'un champ ayant une phase aléatoire dans une cavité froide. (A) Champ incident, (B) champ transmis.

Ce champ peut être assimilé à un bruit blanc. En sortie, de la cavité laser (figure 5.9 (B)), le champ a été filtré par la structure résonnante, et seules les fréquences correspondant aux modes de la cavité contiennent de l'énergie.

Enfin, il nous paraît important de préciser qu'étant donné que l'origine des modes de cavité d'une structure résonnante est attribuable à un phénomène d'interférence, l'apparition des modes n'est pas spontanée. En effet, pour que les modes Fabry-Perot atteignent la finesse espérée, il faut que le champ puisse se propager un certain nombre de fois dans la cavité. La génération des modes de cavité sera effective après un laps de temps correspondant entre autre au régime transitoire du laser.

b) Étude d'une cavité froide incorporant un décaleur de fréquence

Nous nous intéressons, à présent, aux propriétés spectrales d'une cavité froide incluant un décaleur de fréquence. La structure résonnante est également une structure en anneau (figure 5.10) unidirectionnelle. Le décaleur de fréquence est constitué d'un élément acousto-optique dont la valeur de décalage est égale 78 MHz. La propagation du champ incident $E_{in}(t) = A_0 e^{2i\pi\phi_{al}(t)}$ à l'intérieur de la cavité, où A_0 représente une amplitude constante et $\phi_{al}(t)$ correspond à la phase aléatoire uniformément distribuée entre 0 et 1 de ce champ.

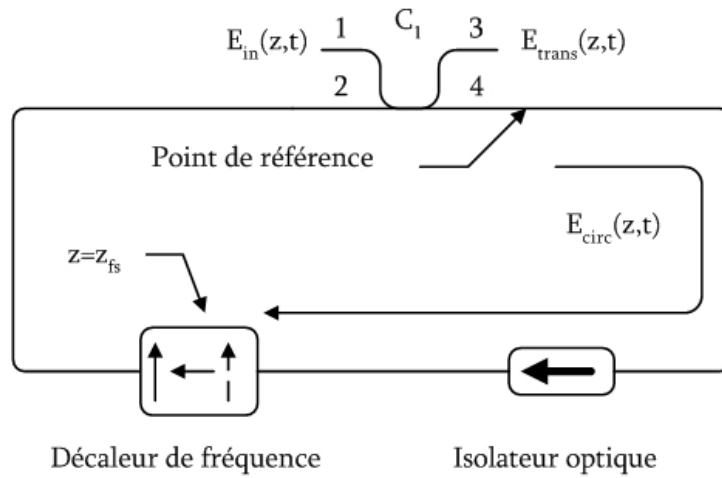


Figure 5.10: Schématisation d'une cavité froide en anneau utilisant un décaleur de fréquence.

La propagation du champ $E_{circ}(z,t)$ à l'intérieur de la structure est gouvernée par l'équation suivante :

$$\left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{circ}(z,t) = \alpha_0 E_{circ}(z,t) \quad (5.14)$$

où v_g représente la vitesse de la lumière dans la fibre optique composant la cavité et α_0 est coefficient de pertes intrinsèque de cette même fibre.

L'intégration numérique de cette équation aux dérivées partielles utilise la méthode d'Euler. Le fait que le système ne comporte pas de gain nous permet d'utiliser une méthode d'intégration simple. À la position $z=z_{fs}$, le champ optique pénètre dans le décaleur, et doit donc subir le décalage en fréquence. L'effet du décaleur de fréquence est modélisé de la manière suivante (cf chapitre I).

$$E_{out} = e^{2i\pi f_s t} E_{in} \quad (5.15)$$

En effet, dans le domaine spectral un décalage en fréquence peut être défini comme la convolution de la transformée de Fourier du spectre du champ avec une fonction de Dirac à la fréquence du décaleur. Une convolution dans le domaine spectral équivaut à une multiplication du champ par une exponentielle complexe dans le domaine du temps en utilisant les propriétés de la transformée de Fourier. Les paramètres du tableau 5.1 correspondent aux données d'entrées de nos simulations. L'ISL n'est pas une valeur utilisée dans les expériences (environ 3 MHz pour les expériences), mais elle nous permet de limiter la résolution de notre simulation à 500 KHz, minimisant ainsi le temps de calcul.

Tableau 5.1 : Paramètres utilisés lors de la simulation de la cavité froide.

ISL de la cavité [MHz]	15
Valeur du décalage [MHz]	78
Temps d'intégration [ms]	3
Échantillonnage spatial [cm]	16

Il est à noter que l'ISL de la cavité n'est pas résonnant avec le décalage de fréquence de 78 MHz de la même façon qu'au cours des expériences réalisées dans le chapitre III (ISL de 3 MHz et décalage de 80 MHz). Nous respectons, dans ce cas, les contraintes expérimentales. Le temps d'intégration choisi, relativement long, permet au processus d'interférence de bien s'établir au cœur de la cavité. Enfin, le pas d'échantillonnage spatial également important est acceptable dans la mesure où le système étudié ne contient pas de milieu de gain. L'utilisation de la méthode d'Euler et le choix d'un pas spatial important n'ont pas provoqué de problèmes de convergence numérique, et les résultats obtenus sont présentés à la figure 5.11.

La figure 5.11 (A) représente l'amplitude du spectre du champ incident ($|E(\omega)|$). Ce spectre s'apparente à un bruit blanc et son apparition est issu du fait que la phase de ce champ ($E(t)$) est aléatoire. L'amplitude du spectre du champ se propageant dans la cavité froide est présentée à la figure 5.11 (B). Contrairement à ce qui a été observé sur les figures 5.8 et 5.9 (B), ce spectre n'est pas filtré. L'énergie est répartie dans toutes les fréquences du spectre. Aucune structure modale définie par un ISL n'est observée.

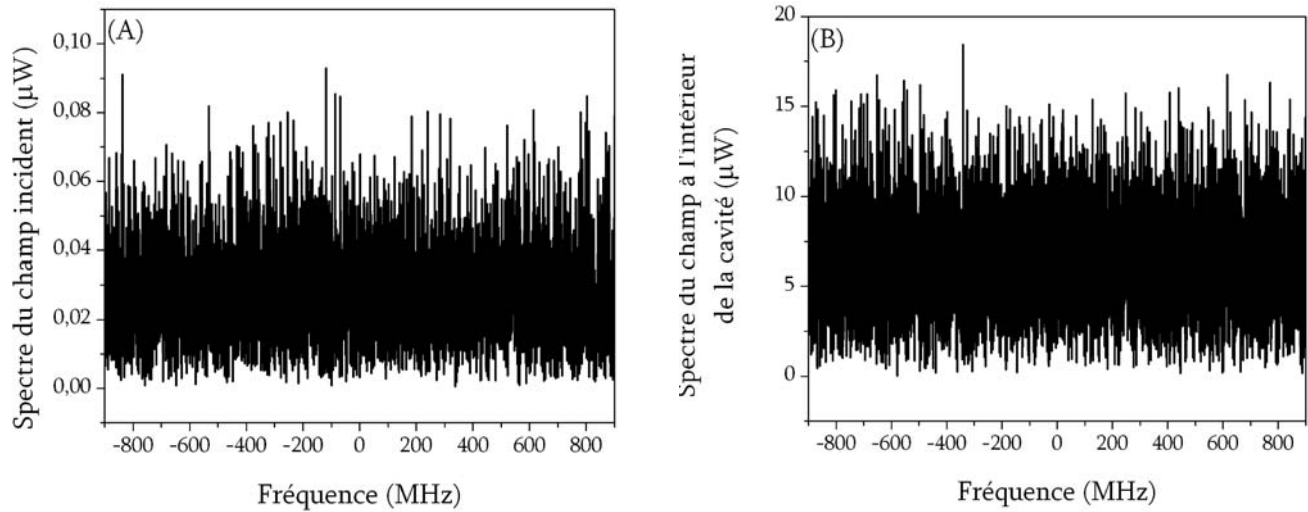


Figure 5.11 Simulation d'une cavité froide incluant un décalage de fréquence. (A) Spectre du champ initial. (B) Spectre du champ circulant dans la structure résonnante.

Une seconde expérience, pour laquelle la valeur de décalage en fréquence (90MHz) était résonnante avec la valeur de l'ISL de la cavité (15MHz), a été simulée. Les résultats de cette simulation sont présentés à la figure 5.12. La figure 5.12 (A), qui définit l'amplitude du spectre du champ incident s'apparente toujours à du bruit blanc.

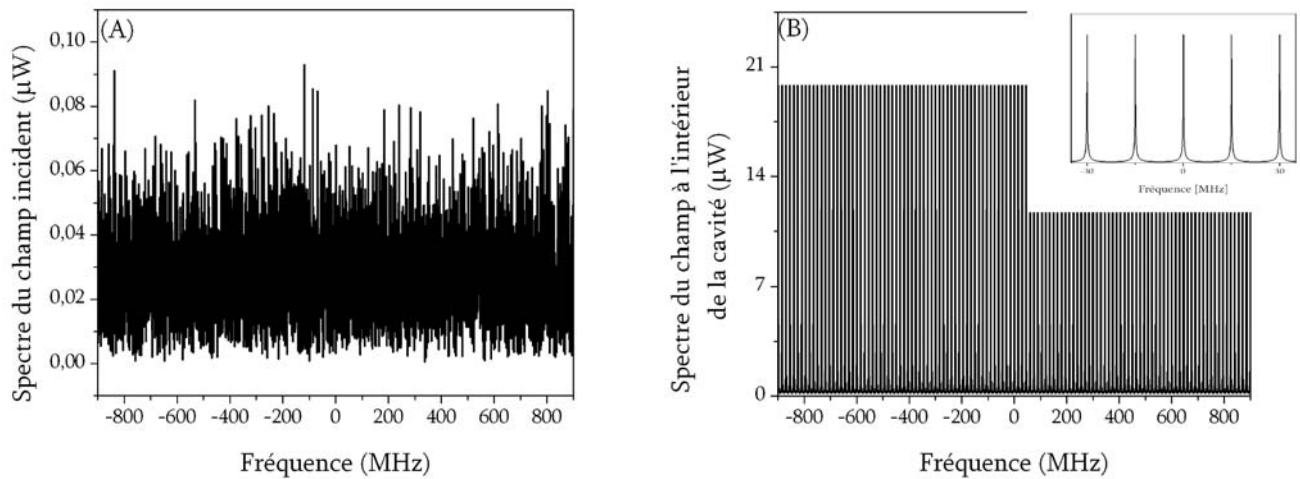


Figure 5.12: Simulation d'une cavité froide incluant un décalage de fréquence dans le cas de résonance entre l'ISL et le décalage. (A) Spectre du champ initial. (B) Spectre du champ circulant dans la structure résonnante.

Toutefois, l'allure du spectre du champ circulant dans la cavité présentée à la figure 5.12 (B) est très différent du cas précédent. Sur cette dernière, on observe une structure modale clairement définie. L'énergie est filtrée et se retrouve confinée dans des fréquences répondant à la condition de résonance. Au regard de ces résultats, il est désormais possible d'énoncer un certain nombre de conclusions concernant les propriétés spectrales d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction.

V.2.4 Discussions

Les résultats précédents montrent qu'il existe deux régimes de fonctionnement distincts. Le premier régime apparaît lorsque le décalage en fréquence et l'ISL ne sont pas résonnant, tandis que le second est effectif quand les valeurs du décalage en fréquence et de l'ISL de la cavité permettent la résonance.

Dans le cas du premier régime, le spectre du champ circulant dans la cavité ne contient pas de structure modale. L'énergie se répartit dans toutes les fréquences disponibles et la forme du spectre s'apparente à un bruit blanc. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'origine des modes de cavité d'une structure résonnante était imputable à un phénomène d'interférence. Pour que deux champs puissent interférer, il faut qu'ils aient la même fréquence et le même état de polarisation^{[16]-[17]}. Dans le cas d'une cavité froide utilisant un décaleur de fréquence, cette condition n'est pas respectée. En effet, si on analyse ce qui se passe à un point de référence arbitraire (figure 5.10), par exemple juste après le coupleur C1, les deux champs susceptibles d'interférer en ce point sont le champ qui vient à l'instant d'être injecté par l'intermédiaire du coupleur C1 et le champ ayant effectué un parcours ou plus dans la cavité. Or, le champ ayant subi la propagation dans la cavité a également subi le passage dans le décaleur de fréquence et par conséquent, sa fréquence a été incrémentée de 78 MHz. Ces deux champs, n'ayant pas la même fréquence, ne peuvent pas interférer. L'absence du phénomène d'interférence entraîne l'absence de modes de cavité.

Dans le paragraphe précédent, nous avons établi que lorsque l'ISL de la cavité était un multiple du décalage en fréquence, une structure modale était entretenue par la cavité lorsque la phase du champ était incrémentée d'un multiple de 2π . Le champ au point de référence et le champ qui s'est propagé dans la cavité interfèrent de manière constructive lorsque leur différence de phase est un multiple de 2π . Une manière plus figurative de comprendre ce processus est de raisonner en régime établi c'est à dire lorsque la structure de mode est présente dans la cavité. La figure 5.13 décrit ce concept.

Lorsque qu'une structure modale est présente dans la cavité le fait d'appliquer un décalage en fréquence résonnant avec l'ISL de la cavité revient en fait à injecter l'énergie d'un mode particulier vers un de ces voisins. La figure 5.13 illustre ce principe par l'injection de l'énergie d'un mode vers son quatrième voisin. La fréquence à laquelle l'énergie a été injectée correspond à un mode de cavité satisfaisant la condition de résonance, la structure modale est alors entretenue.

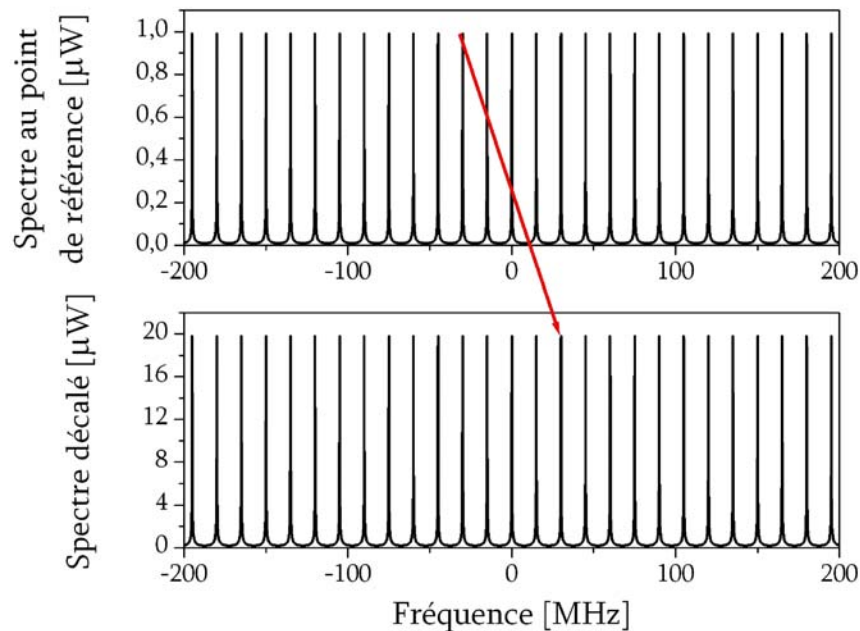


Figure 5.13 : Schématisation du décalage en fréquence dans le cas où il est résonnant avec l'ISL de la cavité.

Au regard des simulations réalisées, il nous est possible d'affirmer qu'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction ne possède pas de structure modale bien définie lorsque le décalage en fréquence n'est pas résonnant avec l'ISL de la cavité. Dans la pratique,

cette affirmation est presque toujours valide dans la mesure où les cavités fibrées sont relativement longues et il est donc peu probable que la valeur du décalage soit proportionnelle à l'ISL.

Ce constat est en contradiction avec la théorie de structure modale chirpée proposée par Kasamura^{[6]-[7]}. Sans toutefois remettre en cause le développement proposé par ces auteurs, nous nous permettons d'avancer un certain nombre d'arguments allant à l'encontre de cette théorie. En effet, la démonstration de Kasamura repose sur le calcul du champ du laser qui s'est propagé dans la cavité. À partir de l'expression du champ, il lui est possible d'en extraire la phase. Par la suite, la dérivée de cette phase lui permet de déduire la fréquence instantanée des modes de cavité. Ce type de développement est classique en physique des lasers, et constitue une présentation académique du principe de modes de cavité^[13]. Cependant, il repose sur l'hypothèse que la phase du champ est stationnaire, c'est à dire qu'à chaque propagation dans la structure résonnante, le champ possède la même phase $-j\frac{\omega L}{v_g}$. Cette approximation ne tient pas compte, par exemple, des instabilités dues à une variation de la température ambiante ou à des vibrations. Dans le cas d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction, la phase du champ optique est perturbée à chaque propagation dans la cavité. Il est donc impossible d'utiliser l'approximation de phase stationnaire dans ce cas précis.

Le second point qui suscite une interrogation est le fait que la théorie développée par Kasahara sous-entende qu'une structure modale est générée après chaque propagation dans la cavité. Ce point de vue est notamment illustré à la figure 5.2. En effet, d'après les auteurs afin de tenir compte du décalage en fréquence la cavité laser ajuste sa structure modale. Ce point de vue est très discutable car un laser quel qu'il soit n'a pas la faculté de générer une structure modale instantanément. Il faut un certain temps et donc quelque parcours de cavité afin que cette dernière réalise un filtrage adéquat pour que les modes soient observables.

Enfin, nous avons démontré au cours de ce paragraphe que les modes de cavité proviennent d'un processus d'interférences constructives. Pour obtenir des interférences il est nécessaire que les champs participant au processus aient la même fréquence. Dans le cas d'une cavité laser utilisant un

décaleur cette condition n'est pas réalisée car le champ qui se propage dans la cavité subit un glissement de fréquence et ne peut donc pas interférer avec le champ au point de référence.

V.3 Réalisation d'un laser multi-longueurs d'onde couvrant toute la bande C

Nous avons vu, en introduction de cette thèse de doctorat, que plusieurs techniques permettaient d'obtenir un régime multi-longueurs d'onde avec un milieu de gain à élargissement homogène. Cependant, lors de la réalisation de lasers multi-longueurs d'onde un autre problème est survenu : l'obtention d'une platitude du spectre de sortie acceptable, c'est à dire inférieure à 3 dB. Au cours du chapitre II, nous avons démontré que le gain de l'erbium n'était pas uniforme le long de sa plage d'émission, ces variations pouvant atteindre plusieurs décibels. En outre, la sélection des différentes longueurs d'onde pour ce type de source nécessite la présence d'un filtre spectral. La littérature regorge d'exemples où ce dispositif de sélection spectrale consiste en un filtre Fabry-Perot^{[2],[4],[18]}. Celui-ci permet de sélectionner un grand nombre de longueurs d'onde, cependant sa réponse spectrale est uniforme pour une plage considérée. Autrement dit, la variation de la transmission d'un pic à l'autre est relativement faible. Lorsque ce dispositif est cascadié avec un milieu de gain non uniforme dans le but de réaliser un laser, le spectre de sortie présente de fortes variations de puissance d'une longueur d'onde à l'autre.

Plusieurs travaux ont tenté de résoudre ce problème. Kim et al^[4], en particulier, ont tenté d'inclure un filtre aplatisseur de gain dans leur cavité. Ce filtre, dont la réponse spectrale est inversement proportionnelle à celle du milieu de gain, possède la propriété de réduire les discontinuités du milieu amplificateur. La compensation des variations du gain par ce type de filtre n'était pas optimale en raison des imperfections du dispositif, dont la réalisation n'était pas totalement maîtrisée. Ce dysfonctionnement du filtre a abouti à une platitude de 10 dB seulement. Slavick et al^[2], quant à eux, ont décidé de contrôler très précisément les pertes de la cavité afin d'améliorer la qualité du spectre de sortie du laser. L'utilisation d'un atténuateur variable leur a permis d'obtenir deux zones d'opération où le spectre de sortie du laser présentait une platitude de l'ordre de 3 dB. Une première

région s'étalait de 1543 à 1560 nm et offrait 18 lignes laser, la seconde couvrait une région spectrale allant de 1538 à 1548 nm et fournissait 13 longueurs d'onde. Malheureusement, il leur était impossible d'obtenir ces régions de manière simultanées car le coefficient de pertes induit par l'atténuateur variable était différent d'une région à une autre.

Au regard de ces différents travaux et des inconvénients des méthodes présentées, nous proposons une nouvelle technique pour le contrôle de la platitude du spectre de sortie du laser, basée sur l'utilisation de réseaux de Bragg comme dispositif de sélection spectrale. Cette technique, nommée réseaux intra-cavité, présente un contrôle de la réflectivité de chaque réseau lors de leur écriture. Elle va nous permettre de réaliser un laser multi-longueurs d'onde contenant 17 bandes spectrales et couvrant la totalité de la bande C.

V.3.1 Technique d'écriture de réseaux intra-cavité

La technologie des réseaux de Bragg présente de nombreux avantages pour la réalisation de filtres spectraux, car il est possible, par exemple, de contrôler lors de l'écriture, la largeur à mi-hauteur, la longueur d'onde centrale, la forme et la force^[19]. Les chapitres précédents ont démontré l'importance du choix du filtre dans la définition du régime d'opération du laser. Il a également été établi que lorsque la puissance devient trop importante au cœur de la cavité laser les effets non-linéaires ne peuvent plus être considérés comme négligeables et le régime d'émission devient un régime de modes bloqués passif. Néanmoins, si le nombre de lignes laser augmente, la puissance se répartit équitablement dans chacune d'entre elles. La puissance de chaque ligne est moindre, ce qui augmente la probabilité d'un régime d'émission continu. Ce qui est important est le constat que l'augmentation du nombre de lignes laser permet de limiter l'apparition d'un régime de modes bloqués passif. Cette observation est d'intérêt dans la mesure où nous souhaitons réaliser un laser fortement multi-longueurs d'onde.

L'utilisation des réseaux de Bragg induit un régime de modes déclenchés passif pour les faibles valeurs de puissance de pompe (cf chapitre IV). Cependant, il est possible en contrôlant certains

paramètres de la cavité comme les pertes ou la longueur de la cavité froide de s'assurer que le régime d'émission est continu pour les fortes valeurs de puissance de pompe^[20].

À ce stade de notre recherche, il est légitime de se demander dans quelle mesure la technologie des réseaux de Bragg est la mieux adaptée pour le contrôle de la platitude du spectre d'un laser multi-longueurs d'onde. La réponse est somme toute très simple : cette technologie offre la possibilité de contrôler la force de chaque filtre. L'objectif est d'obtenir une puissance uniforme d'un pic à l'autre dans chaque ligne laser. En utilisant la technologie des réseaux de Bragg il est possible d'une part de sélectionner les différentes bandes spectrales et d'autre part de contrôler la platitude du spectre de sortie en contrôlant la réflectivité de chacun des réseaux composant le filtre multicanaux.

L'uniformisation du gain est inspirée de la technique utilisée pour la réalisation de filtres aplatisseurs de gain. La figure 5.14 (A) indique que le gain de l'erbium est plus important autour de 1530nm. Afin d'égaliser le gain, le filtre de sélection doit posséder une réflectivité moindre pour cette plage de longueurs d'onde, ce qui signifie que les pertes associées seront plus importantes. La figure 5.14 (B) illustre le gain obtenu en cascadant le filtre proposé à la figure 5.14 (A) et la réponse spectrale du gain de l'erbium. Le gain est égal pour chaque longueur d'onde sélectionnée par le filtre ce qui assure une platitude satisfaisante pour le spectre de sortie.

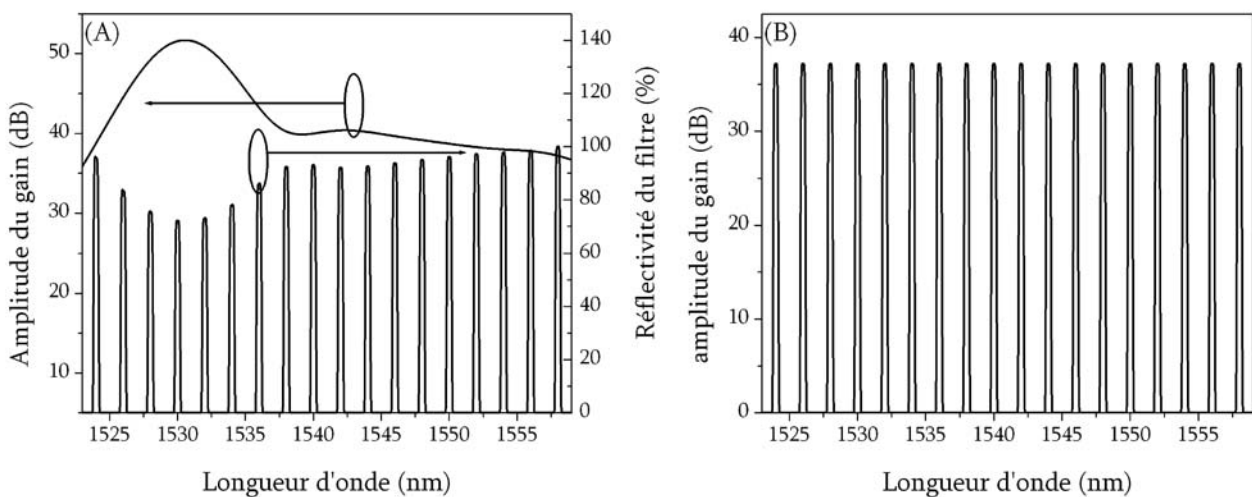


Figure 5.14: Filtrage de la réponse spectrale du gain de l'erbium par une configuration de filtres à amplitude variable. (A) Réponse spectrale du gain et du filtre en fonction de la longueur d'onde. (B) Réponse spectrale du gain après le filtrage par le filtre à amplitude variable.

Pour contrôler la force d'un réseau de Bragg, il est nécessaire de maîtriser l'amplitude du changement d'indice induit dans la fibre photosensible. Malgré des outils de simulation de réseaux de Bragg très performants, il est assez rare qu'un accord parfait existe entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux. De plus, la précision requise pour la réalisation du filtre est relativement contraignante car nous avons observé qu'une variation de 0.1 dB des pertes entraînait une variation de 10 dB de l'amplitude du spectre de sortie du laser.

Pour palier à ce problème, il est possible de recourir à la propriété de photosensibilité d'une fibre optique pour le contrôle de la profondeur de chacun de nos réseaux. En effet, la photosensibilité d'une fibre optique sature en fonction du temps d'exposition. En analysant la figure 5.15 (A), on constate que l'indice effectif de la fibre photosensible atteint une valeur plafond après un certain temps d'exposition. Nous pouvons alors utiliser cette propriété de saturation pour contrôler la force d'un réseau de Bragg. Ainsi, en s'assurant de la saturation de la photosensibilité de la fibre, lors de l'écriture d'un réseau de Bragg, il est possible de contrôler la profondeur du filtre grâce à un processus de surexposition. Ce processus consiste à exposer à nouveau la fibre au rayonnement ultraviolet mais sans figure d'interférence (exposition uniforme). L'indice effectif, dans les sections de la fibre qui ont été très peu exposées lors de l'écriture du réseau, peut croître (figure 5.15 (B)), ce qui réduit l'amplitude de la variation de l'indice et donc la force du réseau (cf chapitre II). Cette technique présente, toutefois, deux inconvénients.

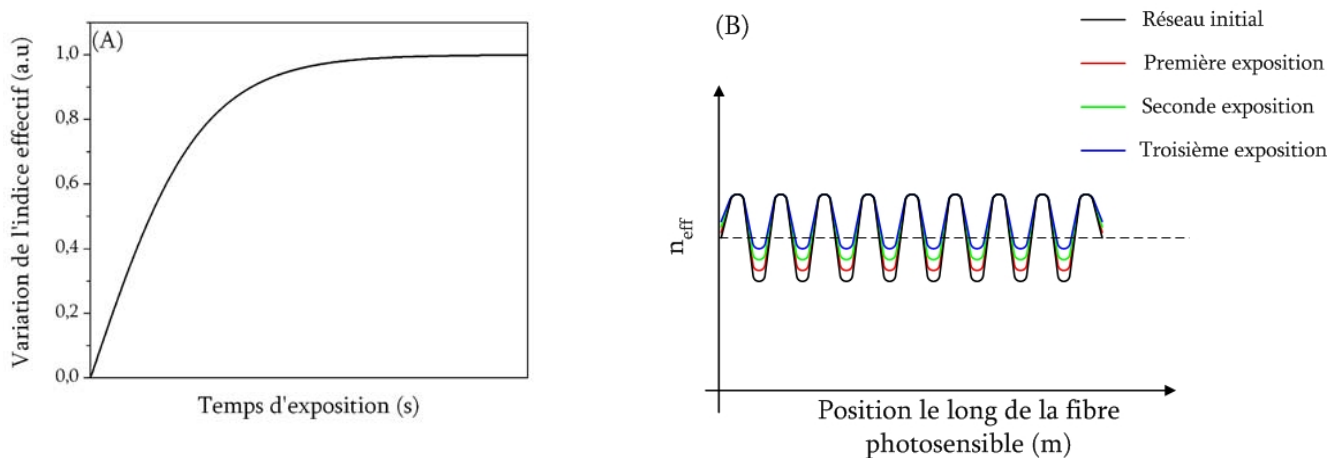


Figure 5.15: Contrôle de la profondeur d'un réseau de Bragg. (A) Représentation de la variation de l'indice effectif en fonction du temps d'exposition. (B) Évolution de l'amplitude de la variation de l'indice effectif en fonction du nombre d'exposition.

Le premier concerne l'apodisation. En effet, si le réseau initial était apodisé, la surexposition modifie son profil d'apodisation, ce qui engendre la création des pics latéraux. Cependant nous utiliserons ces filtres dans une cavité laser, ces pics latéraux, ayant plus de pertes que la bande centrale du filtre, aucun signal laser ne se construira à ces fréquences. Le second inconvénient concerne la longueur d'onde centrale de la réflectivité. La surexposition entraînant une augmentation de l'indice moyen du réseau, cela induit une translation de la longueur d'onde centrale de Bragg. Cependant, lors de l'écriture du réseau initial il est possible tenir compte de cette dérive et donc obtenir un réseau final dont la longueur d'onde centrale correspond à un standard de la grille ITU^[1].

Pour résumer, la technique d'écriture de réseau de Bragg intra-cavité dans le but de contrôler la platitude d'un laser multi-longueurs d'onde est basée sur le protocole suivant :

- Cascade de réseaux de Bragg, possédant la même réflectivité, sur la même fibre photosensible ;
- Connexion du filtre multicanaux au laser multi-longueurs d'onde tout en demeurant sur le montage d'écriture ;
- Visualisation du spectre de sortie du laser ;
- Utilisation de la technique de surexposition afin de diminuer la force des réseaux qui engendrent les pics laser les plus intenses.

L'utilisation d'un processus itératif permet un réglage fin de la platitude du spectre du laser. Dans les paragraphes suivants, nous présenterons les montages et les protocoles expérimentaux plus en détail.

a) Montage d'écriture

Le dispositif expérimental, présenté à la figure 5.16, se compose de deux éléments, le laser multi-longueurs d'onde et le montage d'écriture de réseaux de Bragg interférométrique. La cavité laser a été décrite à maintes reprises dans ce manuscrit. En pratique, le milieu de gain est une fibre erbium de la compagnie Lucent Technologies, dont la longueur de 14 mètres a été ajustée afin d'obtenir un

gain relativement plat dans la région spectrale allant de 1538 à 1560 nm. Cet ajustement permet de réduire la complexité de l'égalisation du spectre de sortie. Cette fibre est pompée à l'aide d'un laser semi-conducteur opérant à la longueur d'onde de 980 nm et délivrant une puissance maximale de 120 mW. L'atténuateur variable est utilisé afin de modifier les pertes de la cavité, ce qui offre un degré de liberté supplémentaire pour ajuster la platitude du spectre de sortie du laser. Le filtre spectral multi-canaux est une succession de réseaux de Bragg, écrits sur la même fibre photosensible, utilisé avec un circulateur optique afin de bénéficier de la propriété de réflectivité des réseaux de Bragg. Les réseaux sont spatialement séparés sur la fibre. Le délai de propagation engendré par la distance entre deux filtres consécutifs n'a aucune incidence sur le régime d'émission continu.

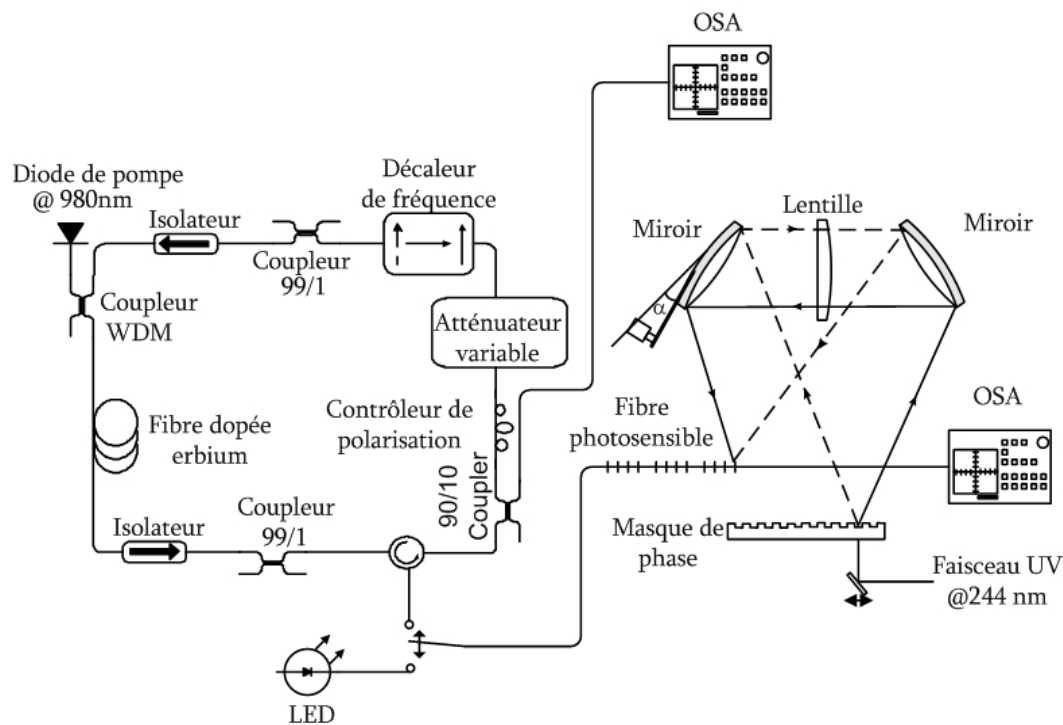


Figure 5.16: Dispositif expérimental d'écriture de réseaux de Bragg intra-cavité.

Les réseaux de Bragg constituant le filtre multicanaux sont réalisés à l'aide d'un montage d'écriture interférométrique de type Sagnac. Quelques modifications ont dû être apportées au montage comparativement à la version présentée au chapitre II. Il a fallu, tout d'abord pour corriger la profondeur de chaque réseau que l'ensemble des filtres soit présent sur le montage d'écriture à tout instant. De plus, il nous a semblé préférable d'écrire tous les réseaux sur une même fibre

photosensible, ce qui évite l'écriture séparée et la soudure finale entre les réseaux. Pour ce faire, il a été nécessaire de concevoir un nouveau support de fibre afin de répondre à ces exigences.

La figure 5.17 présente un schéma de ce support multi-réseaux. Ce support permet de positionner quatre fibres photosensibles dans la figure d'interférence ultraviolette. Lorsqu'une même et unique fibre est enroulée le long de ce support, il est alors possible d'écrire environ vingt réseaux. Enfin, un système d'étagage de translation permet de déplacer la fibre horizontalement et verticalement afin d'exposer chaque filtre.

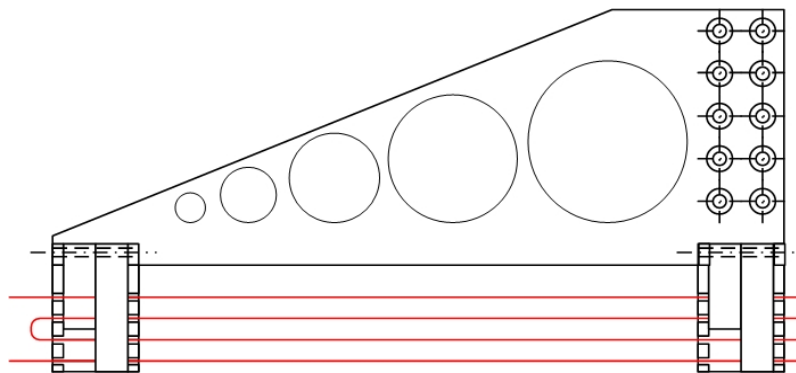


Figure 5.17: Support multi-réseaux pour le montage d'écriture interférométrique de réseaux de Bragg.

La seconde modification majeure du montage concerne la surexposition. En effet, afin de contrôler la profondeur de chaque réseau, la fibre doit être exposée à un rayonnement ultraviolet ne présentant pas de franges d'interférence, ce qui est difficile dans le cas d'un montage interférométrique. Une solution simple consisterait à exposer la fibre à un seul bras de l'interféromètre mais dans ce cas, seule la moitié de la puissance ultraviolette serait disponible pour modifier la profondeur des filtres. Une autre solution permet de conserver la totalité de l'énergie fournie par le laser ultraviolet, et son dispositif est présenté à la figure 5.18.

Tout d'abord, le masque de phase qui sert à séparer les deux bras de l'interféromètre doit être installé sur un étage de translation horizontal, lui-même connecté à un élément piézoélectrique. Ce dispositif piézoélectrique permet de translater horizontalement le masque de phase et par voie de conséquence la figure d'interférence.

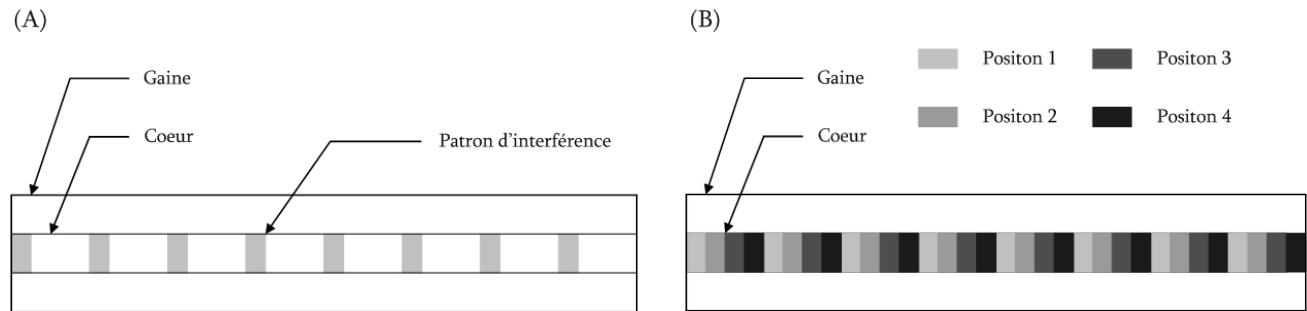


Figure 5.18: Modification du montage interférométrique pour l'exposition de la fibre à un rayonnement ultraviolet sans franges d'interférence.

Si la fréquence de translation est suffisamment rapide, on assiste alors au brouillage de la figure d'interférence dans le cœur de la fibre photosensible, ce qui permet de contrôler la force de chaque réseau tout en conservant la pleine puissance fournie par le laser ultraviolet pour les cas où une forte saturation du changement d'indice serait nécessaire.

b) Protocole expérimental

L'écriture de réseaux de Bragg intra-cavité est un processus en deux étapes. La première étape consiste à écrire des réseaux de même profondeur dans une unique fibre photosensible (PS-RMS-50 de la compagnie INO). Cette fibre présente des paramètres de saturation parfaitement adaptés pour notre application. En effet, la photosensibilité de cette fibre sature très rapidement, ce qui nous permettra d'obtenir des réseaux ayant une réflectivité acceptable avec un temps d'exposition raisonnable. Nous avons fait le choix de ne pas pratiquer le traitement à l'hydrogène. Bien que ce processus augmente la photosensibilité de la fibre, il nécessite un traitement de vieillissement afin que les paramètres du réseau demeurent constants au cours du temps. Ce traitement a été jugé contraignant dans notre cas. Chaque réseau composant le filtre multicanaux a une réflectivité de 16 dB, et la puissance ultraviolette nécessaire pour l'obtenir est de 70 mW. Leur longueur est de 20 mm et leur largeur à mi-hauteur est égale à 25 GHz. Lors de l'écriture des filtres, il est possible de contrôler en temps réel la qualité de leurs paramètres en utilisant une source large bande injectée dans la fibre photosensible (figure 5.16). Un analyseur de spectre optique (ASO) permet de visualiser le signal, et il nous est alors possible d'adapter les paramètres d'écriture en fonction des résultats obtenus avec l'ASO.

La seconde étape du processus d'écriture consiste à égaliser le spectre de sortie du laser en utilisant la technique de surexposition. Pour cela, le filtre multicanaux est connecté au circulateur optique de la cavité laser (figure 5.16). On opère alors le laser à pleine puissance de pompe, c'est à dire 120 mW. De manière identique à la première étape, la visualisation du spectre de sortie du laser est réalisée grâce à l'ASO. Pour s'assurer que le régime d'opération de ce laser est bien continu, le signal est détecté à l'aide d'une photodiode rapide ayant une bande passante de 25 GHz. La visualisation du signal électrique est obtenue à l'aide un oscilloscope temps réel de bande passante 1.9 GHz. La profondeur des réseaux, générant les pics laser les plus intenses, est réduite à l'aide d'une puissance ultraviolette de 10 mW. Le processus d'égalisation est alors itératif en ce sens qu'après la surexposition d'un réseau au rayonnement ultraviolet, le spectre de sortie du laser est visualisé puis le réseau responsable de la mauvaise platitude est à nouveau exposé.

V.3.2 Résultats expérimentaux et discussion

a) Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous avons réalisé un filtre multicanaux de 10 longueurs d'onde couvrant une bande spectrale allant de 1525 à 1565 nm, et où la longueur d'onde central de chaque filtre était séparé par 4 nm. Malheureusement, après égalisation de la platitude du spectre de sortie, le régime d'émission continue n'a pas pu être obtenu. Une analyse du régime d'émission de ce laser a démontré que celui ci évoluait directement d'un régime en modes déclenchés vers un régime de modes bloqués passif. Si l'on se réfère au chapitre III ou à la référence [20], l'origine du régime impulsionnel provient des effets non linéaires qui bloquent la phase des modes constituant le pic laser. La façon simple d'endiguer l'apparition de ce régime est de réduire la puissance dans chaque ligne laser et donc d'augmenter le nombre de longueurs d'onde. Le nouveau filtre, intégrant cette solution, comporte 18 canaux séparés de 2.2 nm et couvre une plage spectrale s'étalant de 1525 à 1565 nm. La réponse spectrale du filtre après l'égalisation du laser avec une résolution de 0.5 nm est présenté à la figure 5.19.

Nous pouvons constater que la réponse spectrale du filtre est inversement proportionnelle aux fluctuations du milieu de gain. Pour les longueurs d'onde plus courtes, la réflectivité des filtres est moindre car le gain est plus important. On peut également constater un comportement similaire pour les longueurs d'onde comprise entre 1545 et 1560 nm mais avec une variation d'amplitude plus faible.

L'analyse de la figure 5.19 indique l'apparition de pics latéraux de part et d'autre des filtres. Ceci provient de la modification du profil d'apodisation en sinus cardinal dû à l'utilisation de la technique de surexposition pour le contrôle de la force des réseaux. Une translation importante de la longueur d'onde centrale de chaque réseau n'a pas été constatée lors du processus. Nous pouvons donc conclure que ce décalage est inférieur à 0.5 nm (résolution de ASO).

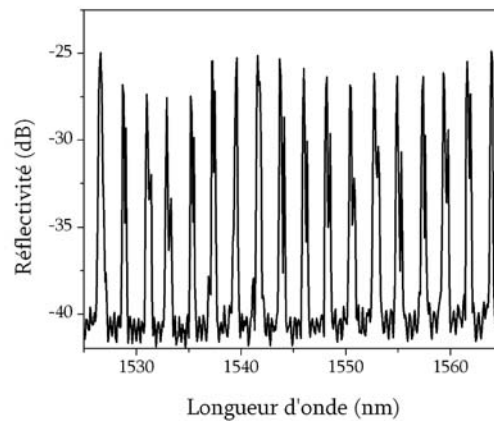


Figure 5.19: Réflectivité du filtre multicanaux après égalisation de la platitude du spectre du laser.

Le spectre de sortie du laser lorsque ce filtre multicanaux est utilisé dans la cavité est présenté à la figure 5.20.

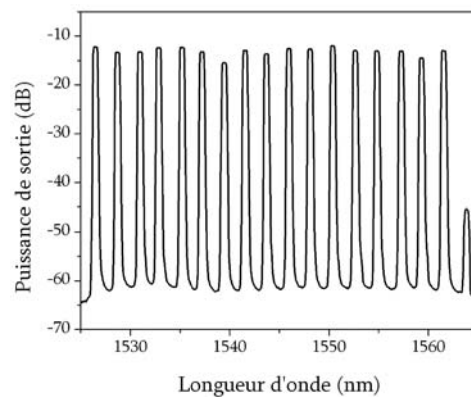


Figure 5.20: Spectre de sortie du laser multi-longueur d'onde.

Malgré la présence de lobes latéraux dans la réponse spectrale du filtre, chaque ligne laser composant le spectre de la figure 5.20 offre un rapport signal à bruit supérieur à 45 dB. Chaque longueur d'onde délivre une puissance de -12 dBm et la puissance totale de la source est de 4 dBm. L'intérêt de cette expérience n'était pas de maximiser la puissance de sortie du laser mais bien de contrôler la platitude du spectre. Il semble évident qu'une puissance de sortie plus importante pourrait être obtenue en utilisant un coupleur de sortie 50/50 ou en choisissant un milieu de gain de meilleure qualité, c'est à dire ayant une concentration de dopant supérieure à celle actuellement utilisée.

En ajustant les pertes de la cavité à 6 dB, la puissance de pompe à 125 mW et en utilisant la technique de surexposition, nous avons pu obtenir un spectre de sortie avec une platitude de 3 dB. En utilisant le contrôleur de polarisation et donc en contrôlant l'état de polarisation à l'intérieur de la cavité, il est alors possible d'obtenir un ajustement fin de cette platitude. L'amplitude de cet ajustement vaut environ 0.5 dB. Le spectre couvre une région spectrale allant de 1527 à 1562 nm c'est à dire la totalité de la bande C de l'erbium^[1] et se compose de 17 lignes laser. Malheureusement, il nous a été impossible d'obtenir une émission laser pour la longueur d'onde située à l'extrémité supérieure du spectre. En effet, le gain dans cette région était trop faible pour égaler les pertes et permettre l'établissement du régime laser. Ce dernier évolue d'un régime de modes déclenchés qui apparaît juste au-dessus du seuil du laser (pour une puissance de pompe de 12 mW) vers un régime continu. Aucun régime d'émission en modes bloqués passif n'a été observé et ceci même pour de fortes puissances de pompe.

b) Discussion

Afin d'évaluer la performance de cette source, plusieurs expériences ont été réalisées. La première concerne la mesure de la courbe PI, c'est à dire un graphique reliant la puissance optique totale de la source en fonction de la puissance de pompe injectée. Le résultat de cette mesure est présenté à la figure 5.21. sur cette courbe, qui présente un seuil à 12 mW, nous pouvons observer un certain nombre de discontinuités qui donnent un caractère singulier à cette caractéristique. Les

discontinuités proviennent du fait que le rapport gain à pertes n'est pas identique pour toutes les fréquences.

Autrement dit, l'oscillation laser n'apparaît pas à la même puissance de pompe pour toutes les longueurs d'onde. Les discontinuités traduisent le fait que de nouvelles fréquences atteignent leur seuil. Cependant, lorsque la puissance de pompe de 106 mW est atteinte, toutes les longueurs d'onde sont présentes dans le spectre et le régime d'émission pour chacune d'entre elle est continu.

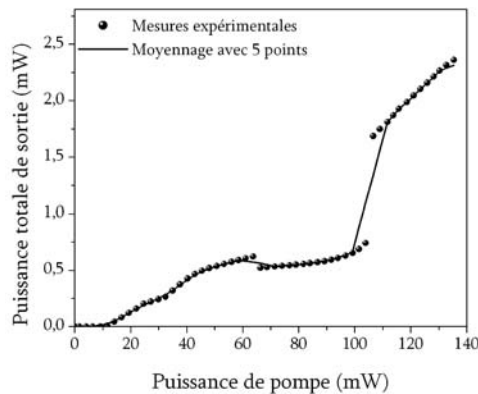


Figure 5.21: courbe PI du laser multi-longueur d'onde.

Pour évaluer les performances de notre source en terme de bruit, nous avons mesuré la puissance totale de sortie du laser à l'aide d'une photodiode rapide (New Focus, bande passante de 25 GHz) et d'un oscilloscope temps réel de bande passante 1.9 GHz. Cette mesure, réalisée pour une puissance de pompe de 125 mW, est présentée à la figure 5.22 (A). La figure 5.22 (B) représente la distribution statistique de la tension détectée aux bornes de la photodiode rapide.

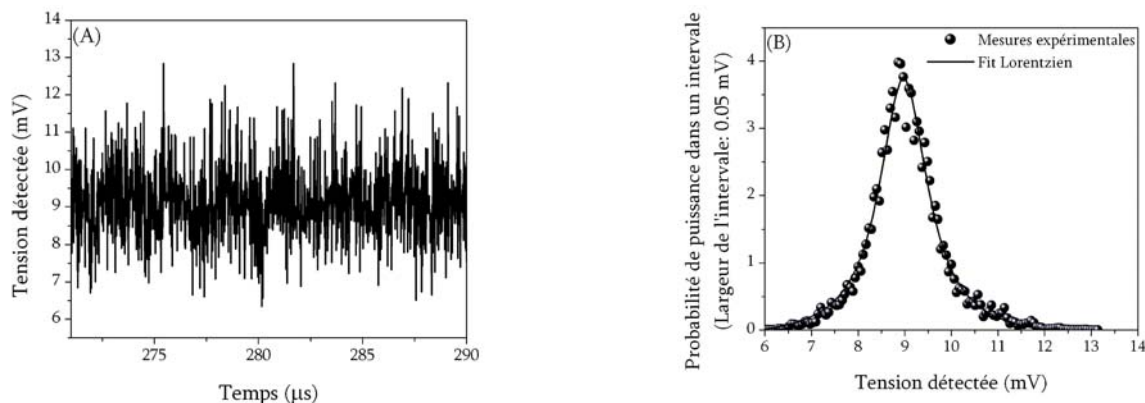


Figure 5.22: Étude de la performance temporelle de la source. (A) trace temporelle de la puissance totale de la source. (B) distribution statistique de la tension mesurée.

La figure 5.22 (A) confirme que le régime d'émission est continu pour la pleine puissance de pompe. Aucune variation périodique de type impulsionnelle n'est observée dans la limite de résolution du dispositif de mesure c'est-à-dire 520 ps. Cependant, ce régime est fortement bruité comme l'indique la figure 5.22 (B). La nature du bruit de cette source est lorentzienne comme le confirme la parfaite concordance entre les données expérimentales et le fit lorentzien. La valeur crête de cette distribution statistique est de 8.86 mV, pour une largeur à mi-hauteur de la distribution de 1.2 mV. On observe donc un étalement du signal assez conséquent autour de la valeur centrale.

Le signal de battement a également été mesuré à l'aide de la photodiode rapide et d'un analyseur de spectre micro-onde (HP 8562A) pour une unique longueur d'onde centrée autour de 1534.24 nm.

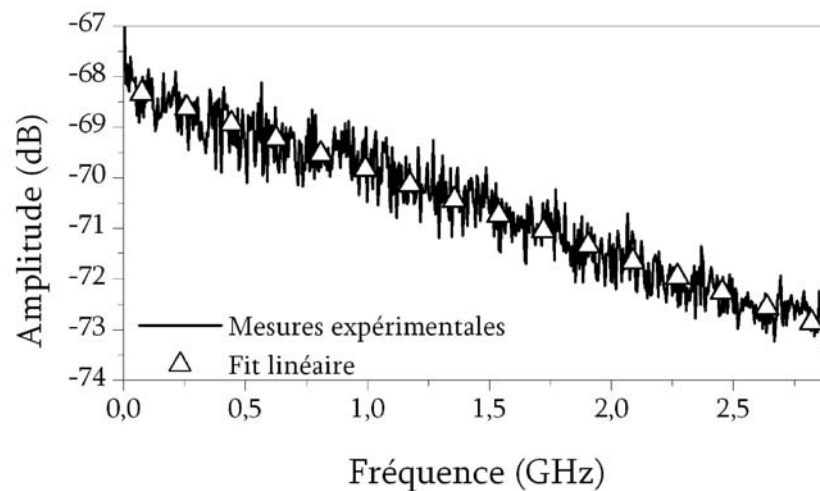


Figure 5.23 : Mesure du signal de battement du spectre d'une longueur d'onde (1534.24nm).

L'analyse du signal de battement présenté à la figure 5.23, permet d'estimer la largeur à mi-hauteur du spectre de la ligne laser. Dans le cas présent, cette largeur est évaluée à 1 GHz ce qui représente une valeur réaliste lorsque la largeur à mi-hauteur du filtre ayant servi à la sélection de cette longueur d'onde est de 25 GHz^[20].

En introduction de ce chapitre, nous avons vu que l'émission laser d'une source multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction ne possède pas de mode de cavité. L'énergie lumineuse est distribuée le long d'un continuum de fréquence à

l'intérieur du spectre. L'utilisation de ce type de source comme transmetteur pour les systèmes de télécommunication optique posent quelques problèmes dans la mesure où ils utilisent uniquement des sources laser monomode qui par définition ne possèdent qu'un seul mode de cavité où est contenue toute l'énergie du laser. Pour évaluer la qualité d'une source comme transmetteur, nous avons à notre disposition un outil d'analyse très performant : le diagramme de l'œil. Le montage utilisé pour la mesure du diagramme de l'œil est présenté à la figure 5.24.

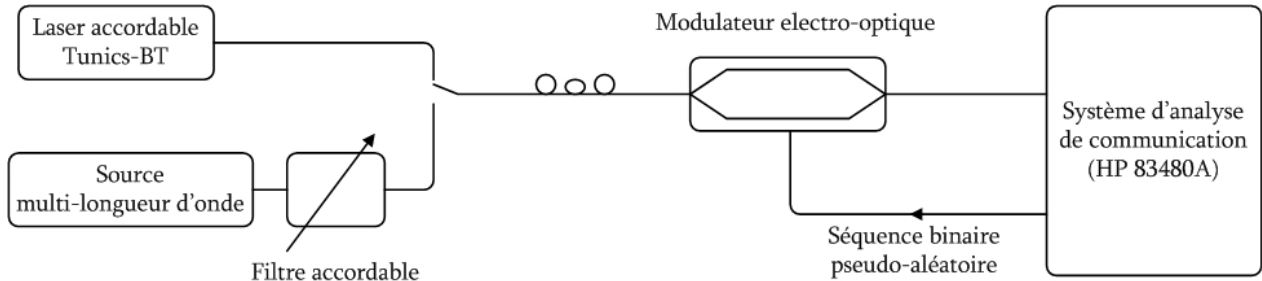


Figure 5.24 : Montage de mesure du diagramme de l'œil.

Afin d'effectuer une étude comparative nous mesurons le diagramme de l'œil de notre source multi-longueurs d'onde mais aussi celui d'une source laser monomode standard (Tunics-BT). Nous réaliserons la mesure pour une seule longueur d'onde, le spectre de sortie du laser multi-longueurs d'onde est donc filtré en utilisant un filtre accordable centré autour de la longueur d'onde de 1534.24 nm. Le signal laser est alors modulé en utilisant un modulateur electro-optique. Le signal de modulation est une séquence pseudo aléatoire 231 bits et ayant un taux de répétition de 10 Gbits/s. Ce signal est obtenu en utilisant le générateur de patron de modulation d'un système d'analyse de communication (HP 83480A). Après sa propagation dans le modulateur le signal est détecté et analysé en utilisant un système d'analyse de taux d'erreur.

La figure 5.25 présente un diagramme de l'œil pour une source monomode de type DFB (figure 5.25 (A)) ainsi que pour une longueur d'onde délivrée par notre source (figure 5.25 (B)). Lorsque la source DFB est utilisée l'œil est parfaitement ouvert ce qui signifie qu'il est possible de différencier un niveau 1 d'un niveau 0. Dans ce cas, la transmission de données est entachée d'un minimum d'erreur. Concernant notre laser, l'œil est complètement fermé ce qui ne permet pas la mise en évidence des niveaux 0 et 1. La nature intrinsèque de l'émission laser explique cet aspect. Notre laser n'est pas monomode et l'énergie est distribuée sur un continuum de fréquences s'étalant sur 1 GHz (largeur à

mi-hauteur du spectre). Dans ces conditions, les résultats sont similaires à ceux d'une source laser multimode de type Fabry-Perot. En effet, dans le cas d'une source laser multimode, le champ laser n'est pas monochromatique. Lors de la détection de ce champ par une photodiode, il apparaît un bruit lié au battement entre tous les modes. Ce phénomène est, dans notre cas, à l'origine de la fermeture de l'œil.

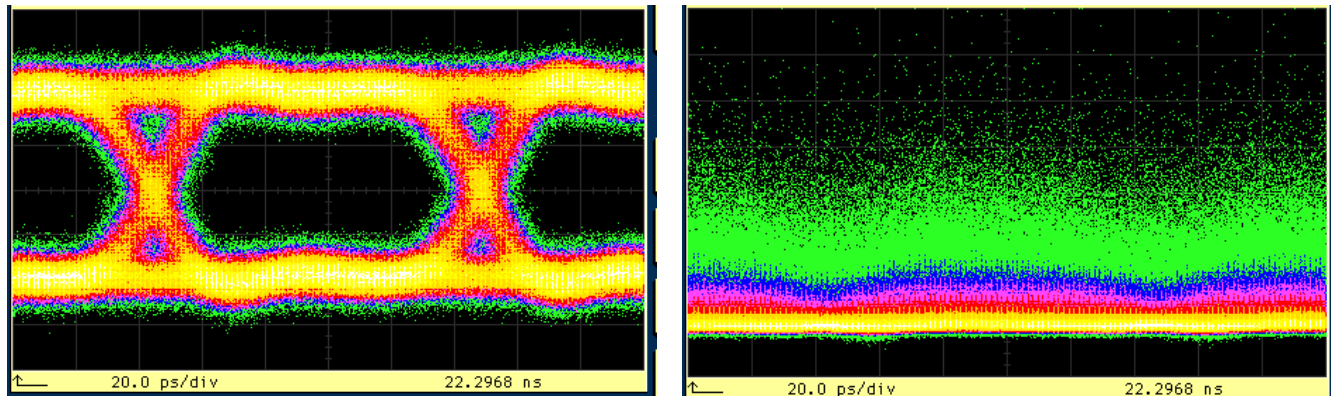


Figure 5.25: Mesure de diagramme de l'œil. (A) source monomode. (B) fréquence centrée autour de 1534.24 nm délivrée par notre source.

Les résultats de la figure 5.25 démontrent qu'il n'est pas réaliste de penser utiliser notre source multi-longueurs d'onde comme transmetteur pour un système de télécommunication. Cependant, cette source émettant en régime continu, peut avoir des applications intéressantes pour cette industrie notamment dans le cadre de la caractérisation de composants optiques. Dans le paragraphe suivant, nous présentons la mesure de la dispersion chromatique d'un lien optique utilisant notre source multi-longueurs d'onde émettant en régime continu.

V.4 Mesure de la dispersion chromatique d'un lien optique

Dans le paragraphe précédent, nous avons réalisé une source multi-longueurs d'onde couvrant la bande C de l'erbium et émettant en régime continu. Malheureusement, en raison de la nature large bande de l'émission lumineuse d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction, l'utilisation de cette source comme transmetteur pour un système de télécommunication optique n'est pas envisageable. Cependant des applications de cette source dans le domaine de la

caractérisation de composants optiques sont possibles. Au travers de ce paragraphe, nous démontrons la faisabilité de la mesure de la dispersion chromatique d'un lien optique en utilisant ce laser multi-longueurs d'onde.

V.4.1 Introduction

Depuis un certain nombre d'années, l'industrie des télécommunications optiques a développé et installé des systèmes de communication à multiplexage en longueur d'onde (WDM) afin de répondre à la demande de bande passante due à l'explosion du trafic des données, elle-même liée à l'engouement de la population mondiale pour les réseaux internet. La capacité des réseaux WDM peut être augmentée soit par l'ajout de nouvelles longueurs d'onde, soit en modulant chaque canal avec un taux de transmission plus élevé. Pour des taux de transmission très élevés, 10 Gbit/s ou 40 Gbit/s, les systèmes de communication optique font face à deux limitations majeures, les effets non-linéaires et la dispersion chromatique, qui en provoquant une distorsion de l'impulsion lumineuse peut donner naissance à de l'interférence intersymbole et donc provoquer des erreurs de transmission. Ces effets, et notamment la dispersion chromatique, peuvent être contrôlés ou annulés grâce à des techniques de compensation. Avant d'appliquer ces techniques, il est nécessaire de réaliser une mesure précise et répétable. La technique de mesure idéale doit être simple, rapide, couvrir toute la bande spectrale d'intérêt et enfin elle doit pouvoir être utilisée pour un lien optique déployé, c'est à dire que la méthode doit être optimale non seulement pour des mesures dans un laboratoire mais aussi dans la vie réelle. Muni de la mesure de la dispersion chromatique, plusieurs techniques pour la compenser peuvent être envisagées, soit en utilisant de la fibre à compensation de dispersion (DCF)^[21] ou des réseaux de Bragg à pas variable^[22].

Il existe trois principales méthodes pour mesurer la dispersion chromatique : la méthode dite *phase-shift*, les méthodes interférométriques^[23] et la méthode de temps de vol.

La méthode *phase-shift* consiste à moduler un signal monochromatique et à l'injecter dans la fibre dont on veut connaître la dispersion. À la sortie de cette fibre, la phase de l'enveloppe du signal transmis est comparée à celle du signal de référence d'entrée afin d'obtenir le délai de groupe. Pour

étendre la mesure de ce délai sur une plage spectrale donnée, il suffit de répéter la mesure pour les différentes longueurs d'onde composant cette plage. La dispersion chromatique de la fibre testée est alors obtenue en réalisant la dérivée du délai de groupe. Il est cependant possible d'avoir une mesure directe de la dispersion de la fibre en utilisant une amélioration de cette technique qui consiste à moduler la fréquence du signal injectée dans la fibre, en plus de l'amplitude. La fréquence du signal d'entrée étant modulée, l'analyse du signal montre qu'après la propagation, celui-ci est directement proportionnel à la dispersion chromatique du lien optique^[24]. Toutefois, la longueur d'onde du signal d'entrée doit toujours être accordée si l'on veut connaître la dispersion de la fibre pour une plage spectrale importante. La méthode de *phase-shift* est très précise pour la mesure de la dispersion d'un lien optique de grande ou de faible longueur mais également pour des composants tels que les réseaux de Bragg. La précision de cette mesure est de l'ordre de 002 ps/(nm.km) et la résolution pour le délai de groupe est égale à 0.1 ps. Cependant, l'utilisation de cette méthode requiert la transmission du signal de référence afin de réaliser l'analyse des données et donc de déterminer la dispersion du lien. De plus, le balayage des longueurs d'onde, afin de connaître la dispersion pour une plage donnée, ralentit considérablement la mesure.

La seconde méthode est basée sur l'utilisation de montages interférométriques. L'implémentation de ce type de méthode nécessite une source large bande et un interféromètre de Michelson^[25] mais le plus souvent, il s'agit d'un interféromètre Mach-Zehnder^[23]. Un des deux bras de l'interféromètre est composé de la fibre dont on veut connaître la dispersion, l'autre bras (le bras de référence) contient soit une fibre de référence, soit une propagation en espace libre ajustable. Le signal d'auto-corrélation mesuré dépend du temps du délai entre le bras de référence et le bras de test. Connaissant le délai de groupe du bras de référence, il est possible de déterminer le délai de groupe de la fibre et d'obtenir ainsi sa dispersion chromatique. Cette méthode est d'une grande précision et assure une résolution du délai de groupe inférieur à 0.1 ps. Néanmoins, l'utilisation d'un interféromètre la rend inadaptée pour la mesure de la dispersion d'un lien optique déployé. Cette méthode demeure cependant idéale pour la mesure de la dispersion chromatique de composants optiques.

Enfin, la dernière méthode de calcul de la dispersion réside en la méthode du temps de vol^{[26],[23]}. Cette technique consiste à injecter simultanément dans la fibre des impulsions brèves à différentes longueurs d'onde. En raison de la dispersion chromatique, ces impulsions se propagent dans la fibre avec des vitesses de groupe différentes. Le délai entre les différentes impulsions correspondant aux différentes longueurs d'onde est alors mesuré à la sortie de la fibre testée et permet de déterminer la dispersion chromatique en calculant la dérivée de ce délai. Cette méthode requiert qu'un niveau important de dispersion soit accumulée au cours de la propagation, comme celle présente après plusieurs kilomètres de fibre standard. Bien qu'elle ne permette pas la mesure de la dispersion chromatique de composants optiques courts ayant de faibles niveaux de dispersion, les avantages de cette méthode pour la mesure de la dispersion chromatique d'un lien optique sont nombreux. Il s'agit d'une technique rapide, qui ne nécessite aucun dispositif de balayage et ni de propager un signal de référence, cependant une source multi-longueurs d'onde est nécessaire.

Dans [23], les auteurs ont utilisé une source laser de type Raman. Cependant, la dérive temporelle des impulsions a considérablement dégradé la précision de cette mesure. Dans [26], la source utilisée était une source super luminecente échantillonnée par une série de réseaux de Bragg afin de lui donner une dimension multi-longueurs d'onde. Malheureusement, la faible puissance de la source nécessitait l'utilisation d'un dispositif de comptage de photons refroidi à 220K afin de détecter le signal en sortie de la fibre.

Nous souhaitons démontrer que notre source multi-longueurs d'onde utilisée avec la technique de mesure de dispersion chromatique basée sur le temps de vol, n'engendre pas les inconvénients pré-cités. En effet, l'utilisation d'un laser résout les problèmes de puissance, de plus nous pensons que notre source est suffisamment stable pour assurer une très bonne précision de mesure. Le paragraphe suivant présente la mesure de la dispersion chromatique d'un certain nombre de fibres optiques. Une comparaison des résultats sera faite avec ceux obtenus à l'aide la technique *phase-shift*.

V.4.2 Mesure de la dispersion chromatique

a) Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de mesure de la dispersion chromatique d'un lien optique en utilisant la méthode de temps de vol est présenté à la figure 5.26. La source multi-longueurs d'onde est le laser décrit au paragraphe précédent et dont le spectre a été présenté à la figure 5.20. La lumière issue de cette source est modulée par l'intermédiaire d'un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder. Le modulateur est contrôlé par un générateur d'impulsions dont la largeur à mi-hauteur est de 83 ps et le taux de répétition 93.75 MHz. Le modulateur étant dépendant en polarisation, nous avons utilisé un contrôleur de polarisation afin d'ajuster la polarisation du signal d'entrée et d'obtenir le meilleur taux d'extinction possible. Le signal modulé est alors injecté dans la fibre subissant le test, et le signal transmis est détecté avec un oscilloscope à échantillonnage dont l'entrée optique a une bande passante de 30 GHz (Agilent 83480A).

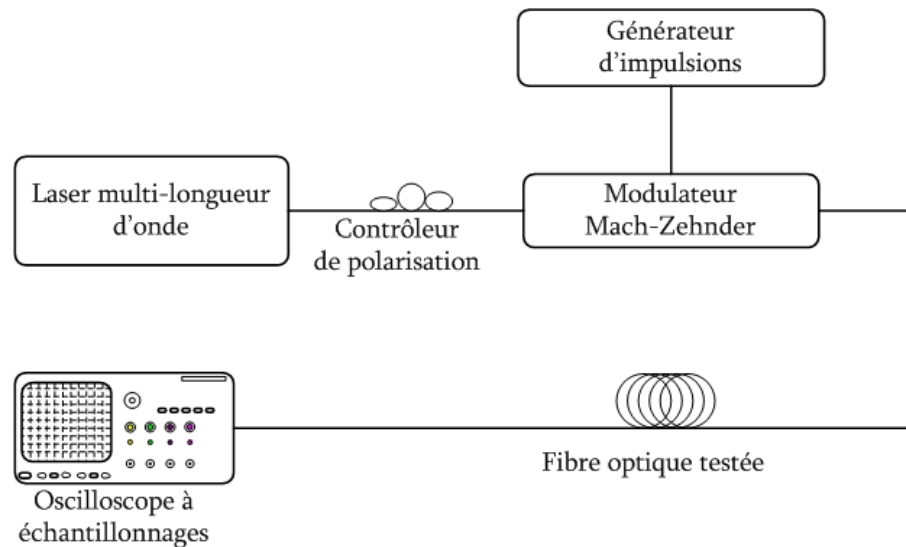


Figure 5.26: Dispositif expérimental de mesure de la dispersion par la technique de temps de vol.

La figure 5.27 présente la trace temporelle du signal transmis pour différents types de fibre incluant une fibre monomode standard (Corning, SMF-28), une fibre à dispersion décalée non nulle (Corning, LEAF) et un module de compensation de dispersion (DCF).

Après propagation au sein de la fibre optique, les impulsions correspondant aux différentes longueurs d'onde sont séparées dans le temps et il est alors possible de mesurer le délai entre chacune d'elles. Les traces temporelles présentées à la figure 5.27, ont été obtenues en effectuant une moyenne de 256 acquisitions. Il est à noter que dans le cas du module de compensation de dispersion l'ordre des longueurs d'onde est inversé en raison de la dispersion négative de ce dispositif. La longueur de l'échantillon est différente d'une fibre à l'autre : 10km pour la fibre SMF-28, 40 Km pour la fibre LEAF et 14 Km pour la fibre à l'intérieur du module de compensation.

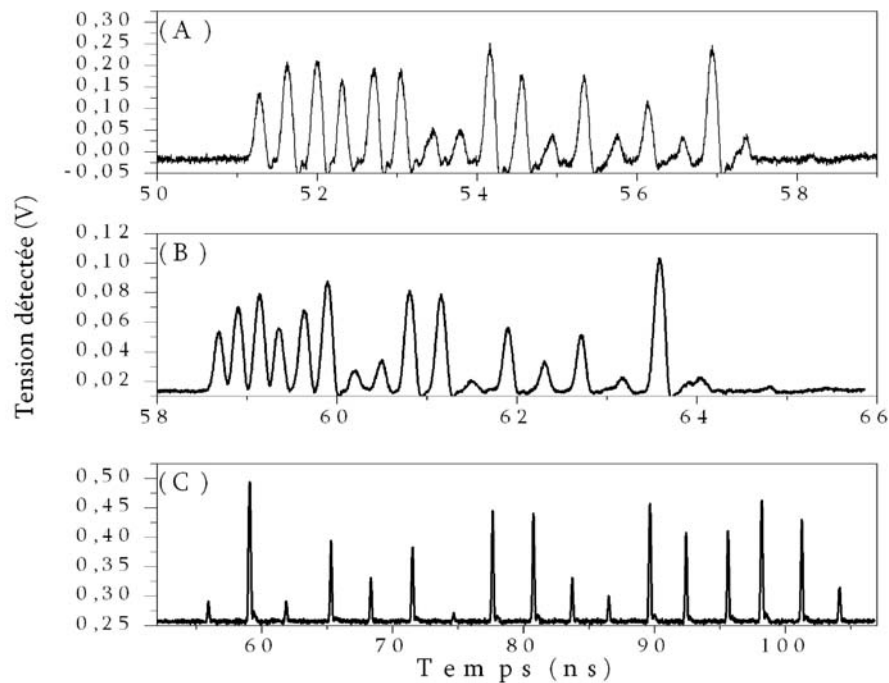


Figure 5.27: Signal transmis au travers de la fibre optique. (A) Fibre SMF-28. (B) Fibre LEAF. (C) Modules de compensation de dispersion.

Les variations d'amplitude des différentes impulsions présentés à la figure 5.27 sont directement reliées aux fluctuations de l'intensité de chaque ligne laser composant le spectre de la figure 5.20.

b) Détermination de la dispersion chromatique

Afin de connaître avec précision la position temporelle des impulsions pour les différentes longueurs d'onde, les graphiques de la figure 5.27 ont été approximés en utilisant 17 gaussiennes. Connaissant la longueur d'onde se rapportant à chaque impulsion, nous pouvons obtenir la variation

du délai de groupe en fonction de la longueur d'onde. Un fit de ces courbes utilisant des fonctions polynomiales d'ordre deux et quatre, a été réalisé. Aucune différence n'est observable en terme d'erreur entre les deux essais. Par conséquent, nous avons fait le choix d'utiliser les fonctions polynomiales d'ordre deux afin d'approximer et de dériver le délai de groupe dans le but d'obtenir la dispersion chromatique des fibres testées. Les mesures ont été réalisées 10 fois pour chaque échantillon de fibre afin d'évaluer la stabilité de nos acquisitions. Enfin, afin d'évaluer la méthode de temps de vol, la mesure de la dispersion chromatique des précédentes fibres a également été faite à l'aide de la technique de *phase-shift* implémentée dans l'analyseur de composant optique de la société Hewlett-Packard (HP-8703) en utilisant une fréquence de modulation de 1 GHz. Tous ces résultats sont présentés à la figure 5.28.

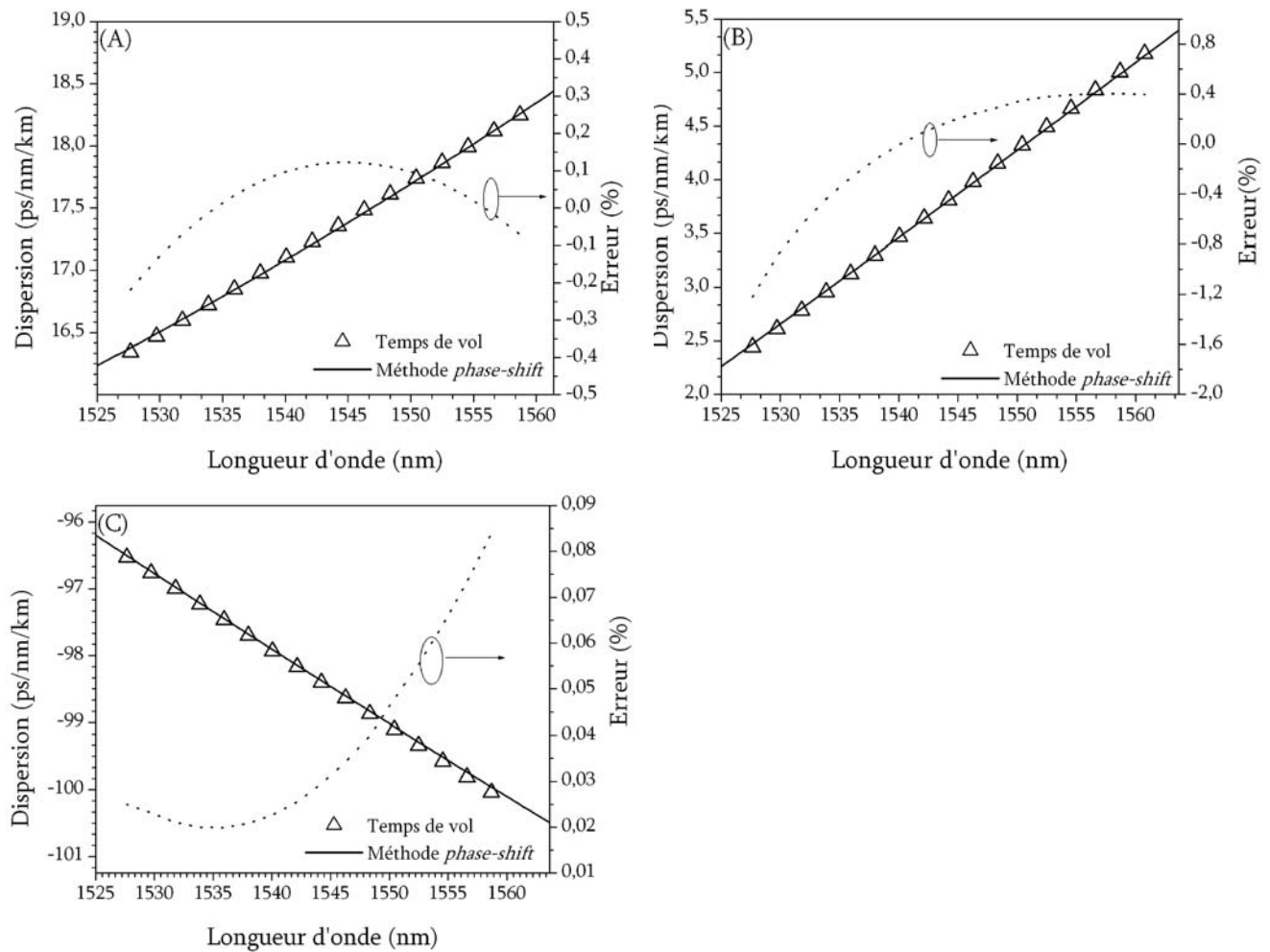


Figure 5.28: Mesure de la dispersion chromatique (A) Fibre SMF-28. (B) Fibre LEAF. (C) Module de compensation de dispersion.

La pente de la courbe de dispersion déterminée avec la méthode de temps de vol était 62.6 ± 0.4 ps/(nm².km) pour la fibre SMF-28, 83.6 ± 0.4 ps/(nm².km) pour la fibre LEAF et -113.342 ± 0.02 ps/(nm².km) pour le module de compensation de dispersion. En utilisant l'analyseur HP-8703 nous avons mesuré les valeurs suivantes, 61.3 ± 0.2 ps/(nm².km) pour la fibre SMF-28, 81.21 ± 0.05 ps/(nm².km) pour la fibre LEAF et -111.0 ± 0.1 ps/(nm².km) pour le module de compensation de dispersion. L'erreur sur ces valeurs de pente de dispersion chromatique correspond à l'écart type obtenu à l'aide des dix mesures réalisées pour chaque échantillon de fibre.

V.4.3 Discussion

La stabilité de la mesure de la pente de dispersion était de 0.5 % pour la fibre SMF-28, de 0.1% pour la fibre LEAF et de 0.003% pour le module de compensation. La précision de cette mesure est directement reliée à la variation du délai entre les différentes impulsions correspondant aux différentes longueurs d'onde. Plus les impulsions sont séparées temporellement et moins l'erreur sur la mesure du délai et donc de la dispersion est importante. Nous avons mesuré que l'erreur entre la position des impulsions et le pic central de leurs fits gaussiens était inférieure à 10 ps.

La séparation temporelle des impulsions est reliée à la dispersion chromatique mais aussi à la longueur de l'échantillon mesuré. L'utilisation d'échantillons plus longs améliorerait la précision de la mesure. Cependant cette technique nécessite une longueur de fibre minimum afin de pouvoir réaliser les mesure avec une précision acceptable c'est à dire que la fibre doit être suffisamment longue afin que la dispersion chromatique puisse séparer de manière évidente les impulsions pour les différentes longueurs d'onde. Nous avons déterminé expérimentalement que cette longueur minimum était de 10 km dans le cas de la fibre SMF-28 et de 30 Km pour la fibre LEAF pour qu'une mesure de la position de la valeur crête de l'impulsion soit détectable. Dans les faits, cette mesure est possible si le temps qui sépare deux impulsions est le double de leur largeur à mi-hauteur. Dans ces conditions, l'analyse de la figure 5.27 indique que la différence entre la méthode de temps de vol et de *phase shift* est inférieure à 1%.

En outre, il est à noter que le signe de la dispersion n'est pas un facteur limitatif à la méthode de mesure car nous avons pu mesurer la dispersion chromatique du module de compensation de dispersion. Cependant, la mesure de la dispersion d'une fibre dont le zéro de dispersion se trouve dans la bande C de l'erbium (fibre à dispersion décalée) a été impossible à réaliser. En fait, le changement du signe de la dispersion dans la bande spectrale d'étude de ce type de fibre empêche de déterminer avec précision l'ordre d'arrivée des impulsions reliées aux différentes longueurs d'onde. Cette méthode de mesure ne permet pas de mesurer la dispersion chromatique pour des composants optiques fibrés par exemple. En effet, pour ce type de dispositif, le niveau de dispersion est insuffisant pour permettre la séparation des différentes impulsions. Cependant, cette technique est parfaitement adaptée à la mesure de liens optiques déployés.

Nous devons préciser que lors de nos expériences la stabilisation de la source n'a pas fait l'objet d'attention spécifique, qu'il s'agisse de la fibre subissant le test ou du dispositif de mesure. Malgré, ce manque flagrant de stabilisation nous avons été capables d'obtenir des résultats parfaitement répétables. Le fait que cette technique soit rapide, fiable, répétable et qu'elle ne nécessite pas la propagation d'un signal de référence, en fait une méthode parfaitement adéquate pour la mesure de la dispersion chromatique de lien optique de grande distance. Lorsque l'objectif de la mesure de la dispersion d'un lien est de concevoir un compensateur de dispersion, il est préférable d'avoir recours à une mesure capable de délivrer des résultats en quelques millisecondes car la dispersion varie avec des paramètres environnementaux instables comme la température. Il est donc souhaitable de disposer de plusieurs mesures afin de réaliser une étude statistique au cours du temps plutôt que d'utiliser une technique de mesure de la dispersion qui requiert plusieurs dizaines de minutes pendant lesquelles les paramètres de dispersion sont susceptibles de varier et de rendre la mesure finale erronée.

V.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons étudié, réalisé et proposé une application d'un laser multi-longueurs d'onde utilisant un décaleur de fréquence et émettant en régime continu. Dans un premier temps, nous avons étudié les propriétés spectrales de ce laser, et, après avoir énoncé les deux points de

vue contradictoires sur leur mode de fonctionnement, nous avons montré au travers de simulations numériques qu'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre réaction n'admettait pas de structure modale sauf si la valeur du décalage est résonnant avec l'intervall spectral libre de la cavité. En fait, l'étude des propriétés spectrales de la cavité froide composant le laser a montré que l'énergie se répartissait suivant un continuum de fréquences remplissant ainsi tout le spectre.

Dans une seconde partie, nous avons décrit la réalisation d'une source fortement multi-longueurs d'onde couvrant la totalité de la bande C et émettant en régime continu. Le principal défi de cette réalisation consistait à obtenir une platitude du spectre de sortie correcte, soit meilleure que 3 dB. Plusieurs propositions avaient déjà été faites afin de développer ce type de source, sans toutefois obtenir des platitudes acceptables pour l'industrie des télécommunications optiques. Conscient de ces aspects, nous avons proposé une technique basée sur l'écriture de réseaux de Bragg intra-cavité pour obtenir ces sources multi-longueurs d'onde. Il s'agit d'un processus en deux étapes dont la première consiste à inscrire plusieurs filtres de même force sur la même fibre photosensible à l'aide d'un montage interférométrique d'écriture de réseaux de Bragg. Cette cascade de réseaux est alors connectée à la cavité et le laser est allumé. La fibre demeurant encore présente sur le montage d'écriture, il est possible de diminuer la force des filtres qui engendrent les pics les plus intenses dans le spectre de sortie du laser en utilisant une technique de surexposition. Cette action constitue la seconde étape de notre processus. Après de nombreuses itérations, nous avons obtenu une source délivrant 17 longueurs d'onde distribuées entre 1527 et 1562 nm et émettant en régime continu. Le rapport signal à bruit de chaque pic est supérieur à 45 dB et la puissance totale de la source est égale à 4 dBm. Le spectre de sortie présente une platitude de 3 dB.

Enfin, la mesure du diagramme de l'œil a montré que cette source ne pouvait pas être utilisée comme transmetteur pour les systèmes de communications optiques. Ceci est essentiellement dû à la nature large bande de l'émission lumineuse qui induit un fort bruit de battement entre toutes les fréquences du spectre au cours de la détection du champ laser par une photodiode.

Cependant, cette source n'est pas dénuée d'intérêt pour l'industrie des télécommunications optiques. L'application proposée réside en la caractérisation de la dispersion chromatique d'un lien en fibre optique. Une connaissance précise de la dispersion d'un lien optique est essentielle surtout quand on envisage de la compenser à l'aide de techniques comme la fibre à compensation de dispersion ou les réseaux de Bragg à pas variable. Plusieurs méthodes ont été proposées pour réaliser ce type de mesure mais celle reposant sur le principe du temps de vol semble la mieux adaptée pour la mesure de la dispersion d'un lien de transmission déjà déployé. En effet, cette technique est rapide, précise et ne nécessite pas la propagation d'un signal de référence. Cependant, dans les démonstrations précédentes, il était d'usage courant d'utiliser un laser accordable pour balayer une plage spectrale pour laquelle on désirait connaître la dispersion, ce qui ralentissait considérablement la méthode de mesure. À l'aide de notre laser multi-longueurs d'onde et en utilisant la méthode du temps de vol, nous avons été capables de mesurer la dispersion chromatique de différentes fibres sur toute la bande C, tout en conservant la rapidité de la technique. Ces mesures réalisées pour de la fibre monomode standard (SMF-28), de la fibre LEAF et pour un module de compensation de dispersion ont été comparées avec les résultats obtenus en utilisant la méthode de mesure basée sur le *phase-shift*. La concordance entre les deux types de mesures est remarquable malgré le fait que nous n'ayons pas accordé une attention particulière à la stabilisation de notre source laser.

V.6 Bibliographie

- [1] International telecommunication union (ITU-T), "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers", recommendation G.692, pp. 40, 1998.
- [2] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.
- [3] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.
- [4] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [5] W. Streifer et J. R. Whinnery, "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter", *Applied Phys Lett.*, Vol. 17, pp. 335-337, 1970
- [6] K. Nakamura, F. Abe, K. Kasahara, T. Hara, M. Sato et H. Ito, "Spectral characteristic of an all-solid state frequency-shifted feedback laser", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 33, pp. 103-111, 1997.
- [7] K. Kasahara, K. Nakamura, M. Sato et H. Ito, "Dynamic properties of an all-solid state frequency-shifted feedback laser", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 34, pp. 190-203, 1998.
- [8] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp.1360-1368, 1994.
- [9] I. C. Littler, S. Balle et K. Bergmann, "Continuous-wave laser without frequency-domain-mode structure: investigation of emission properties and buildup dynamics", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, pp. 1412-1420, 1991.
- [10] F. V. Kowalski, P. D. Hale et J. Shattil, "Broadband continuous-wave laser", *Optic. Lett.*, Vol. 13, pp. 622-624, 1988.
- [11] P. D. Hale et F. V. Kowalski, "Output characterization of a frequency shifted feedback laser : theory and experiment", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 26, pp. 1845-1851, 1990.
- [12] I. C. M. Littler et J. Eschner, "The CW modeless laser : model calculations of an active frequency shifted feedback cavity", *Optic. Comm.*, Vol. 87, pp. 44-52, 1992.
- [13] A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, 1986.

-
- [14] C. C. Davis, "Lasers and electro-optics, Fundamentals and engineering", *Cambridge university press*, 1996.
- [15] M.J.F. Digonnet, "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers", *Marcel Dekker inc*, 2001.
- [16] J. P. Pérez, "Optique, fondements et applications", *Masson édition*, 1996.
- [17] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", *Wiley-interscience*, 1991.
- [18] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [19] R. Kashyap, "Fiber bragg gratings", *Academic press*, 1999.
- [20] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multi-wavelength erbium-doped fiber laser with frequency-shifted feedback", *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.
- [21] L. Grüner-Nielsen, S. N. Knudsen, B. Edvold, T. Veng, D. Magnussen, C.C. Larsen et H. Damsg, "Dispersion Compensating Fibers", *Opt. Fiber Technol.*, Vol. 6, pp.164-180, 2000.
- [22] B. J. Eggleton, A. Ahuja, P. S. Westbrook, J. A. Rogers, P. Kuo, T. N. Nielsen et B. Mikkelsen, "Integrated tunable fiber gratings for dispersion management in high-bit rate systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 1418-1432, 2000.
- [23] L. G. Cohen, "Comparison of single mode fiber dispersion measurement techniques", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 5, pp. 958-966, 1985.
- [24] S. Ryu, Y. Horiuchi et K. Mochizuki, "Novel Chromatic Dispersion Measurement Method Over Continuous Gigahertz Tuning Range", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, pp. 1177-1180, 1989.
- [25] L. Thevenaz, J. P. Pellaux, et J. P. Von der Weid, "All-fiber interferometer for chromatic dispersion measurements", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 6, pp.1-7, 1988.
- [26] H. Riedmatten, M. Wegmüller, H. Zbinden et N. Gisin, "Group delay analysis of chirped fiber Bragg gratings using photon counting", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 615-617, 2001.

CHAPITRE

6



ÉMISSION EN RÉGIME DE MODES BLOQUÉS ACTIF

Paul Valéry, un écrivain français, a dit un jour "après quelques assauts infructueux ne renonce pas, n'insiste pas non plus. Mais garde ce problème dans les caves de ton esprit où il s'améliore ". Cette citation résume parfaitement les efforts qu'ont nécessités la simulation numérique du régime de modes bloqués.



VI.1 Introduction

La synthèse du chapitre précédent mettait en évidence la difficulté d'utiliser notre laser comme transmetteur pour les systèmes de télécommunications optique modernes, et ce en raison de la nature même de l'émission lumineuse fournie par ce laser qui induit un fort bruit de battement lors de la détection du champ lumineux par une photodiode. Dans les systèmes de communication optique, les sources lasers opérant en régime d'émission continu sont couramment utilisées pour des taux de transmission de 10 Gbits/s ou 2.5 Gbits/s et le format de code requis, de type non retour à zéro (NRZ) est appliqué par modulation externe. Afin d'augmenter la capacité de ces systèmes le standard des taux de transmission pour les futurs systèmes de télécommunication sera le 40 Gbits/s. Compte tenu de l'impact important de la dispersion chromatique et des effets non-linéaires, les recherches ont démontré qu'un format retour à zéro (RZ) serait plus efficace que le format NRZ pour des taux de transmission supérieurs ou égaux à 40 GHz^[1].

Dans la littérature on retrouve plusieurs démonstrations de systèmes de communication ayant des taux de transmission égaux ou supérieurs à 40 Gbits/s et utilisant des lasers émettant en régime de modes bloqués comme transmetteur^{[2]-[4]}. Toujours dans un souci de réduire le coût de ces futurs système de communication, il apparaît un intérêt grandissant pour les sources multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués et capables de délivrer un train d'impulsions ayant une fréquence de plusieurs gigahertz. On retrouve plusieurs études concernant des cavités basées sur l'utilisation de semi-conducteur ou de fibre dopée aux terres rares comme milieu de gain^{[5]-[8]}. Malheureusement aucune de ces technologies ne permet d'obtenir des sources fortement multi-longueurs d'onde et dont la fréquence du train d'impulsion est de l'ordre de quelques dizaines de gigahertz.

Ce chapitre est donc dédié à l'étude et la réalisation d'une source fortement multi-longueurs d'onde permettant de générer des trains d'impulsions à une fréquence de 10 GHz. Nous avons démontré au cours des chapitres précédents, qu'il est possible d'obtenir un régime multi-longueurs d'onde stable à température ambiante avec de l'erbium comme milieu de gain en intégrant dans la

cavité laser un décaleur de fréquence. Afin d'obtenir un régime d'émission de modes bloqués fournissant un train d'impulsions à une fréquence de 10 GHz, nous proposons d'inclure dans la cavité un modulateur électro-optique. Ce modulateur forcera ainsi la cavité laser à émettre suivant un régime de modes bloqués actif. La fréquence du train d'impulsions sera ainsi fixée par la fréquence de modulation utilisée avec le dispositif électro-optique.

En préambule de ce chapitre nous ferons un rapide inventaire des différentes configurations de lasers multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués actif. Deux milieux de gain ont été utilisés pour la réalisation de ces sources : les semi-conducteurs et les fibres dopées à l'erbium. La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à la réalisation expérimentale d'un laser multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués et utilisant l'erbium comme milieu de gain. Après avoir présenté le schéma expérimental, nous nous attarderons sur les résultats expérimentaux et nous discuterons de l'optimisation des paramètres permettant d'en améliorer les performances. La fin de ce chapitre sera consacrée à l'étude théorique et numérique de ce régime d'émission. Tout d'abord nous utiliserons un modèle gaussien afin de démontrer analytiquement qu'une cavité laser émettant en régime de modes bloqués et utilisant un décaleur de fréquence est capable d'entretenir la propagation d'une impulsion brève. Cependant, la fréquence de modulation est sensiblement différente de celle utilisée dans le cadre d'une cavité laser classique et dépend du décalage en fréquence. Afin de vérifier les conclusions de ce modèle analytique et d'étudier la structure modale de cette configuration laser, nous développerons un modèle numérique. Cette étude sera basée sur l'utilisation d'un modèle d'onde propagative. Grâce à ces simulations numériques nous serons capables d'une part de vérifier les conclusions de l'étude analytique et d'autre part d'analyser la dynamique permettant d'aboutir au régime de modes bloqués actif.

VI.2 Revue Bibliographique

L'étude du régime d'émission en modes bloqués actif des sources multi-longueurs d'onde est relativement récente et de fait, la littérature ne comporte qu'un nombre restreint de travaux. À la lecture de ceux-ci, il est possible de les répartir en deux catégories en fonction du milieu de gain. La première catégorie repose sur un milieu de gain à base de semi-conducteurs tandis que la seconde fait appel aux fibres dopées à l'erbium. Dans cette section, après un rappel des formats de codage, nous faisons la revue des principaux travaux de ces axes de recherche. Dans la mesure où notre cavité a été élaborée à l'aide des fibres dopées à l'erbium, la description des dispositifs utilisant cette technologie sera plus exhaustive. L'existant des sources multi-longueurs d'onde à base de semi-conducteurs permettra une analyse comparative des performances des différents types de lasers.

VI.2.1 Rappels des formats de codage

Nous allons dans un premier temps faire un bref rappel des formats de codage couramment utilisés dans le domaine des télécommunications optiques. Le but de cette introduction est de démontrer pourquoi les sources laser émettant en régime de modes bloqués sont très bien adaptées aux systèmes de communication ayant des taux de transmission supérieurs ou égaux à 40 Gbits/s.

Les systèmes de communication ayant des taux de transmission de 2.5 ou 10 Gbits/s utilisent un codage binaire basé sur le format NRZ. La figure 6.1 (B) illustre les caractéristiques de ce format. L'information binaire 1 est codée par la présence d'un signal optique, l'information 0 est codée par l'absence de lumière (le détecteur ne reçoit pas de lumière). Il s'agit en fait d'une modulation d'amplitude de type *ON/OFF shift keying*. Un laser émettant en régime continu suivi d'un modulateur externe est très approprié au format NRZ pour les systèmes à 2.5 GHz et 10 GHz. La figure 6.1 (A) représente la génération d'une séquence binaire de type NRZ composée d'une succession de 1. On remarque que cette succession correspond alors à un signal continu.

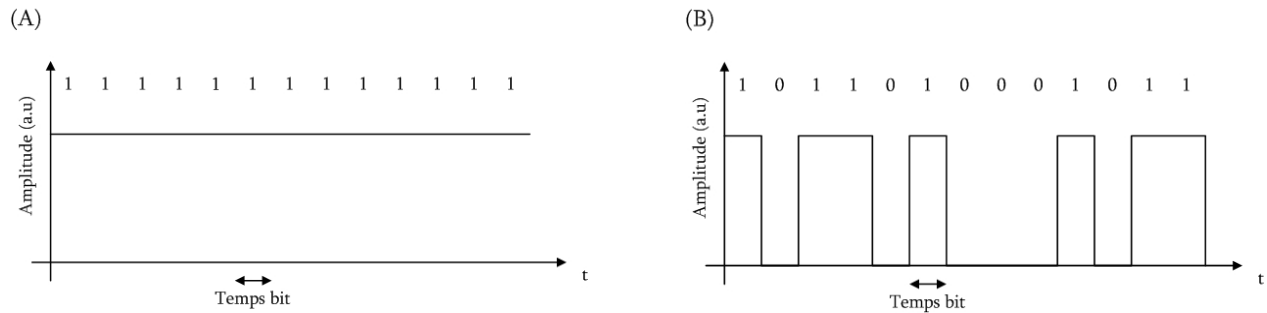


Figure 6.1 : Format de codage NRZ. (A) Caractéristiques du codage. (B) Laser continu non modulé.

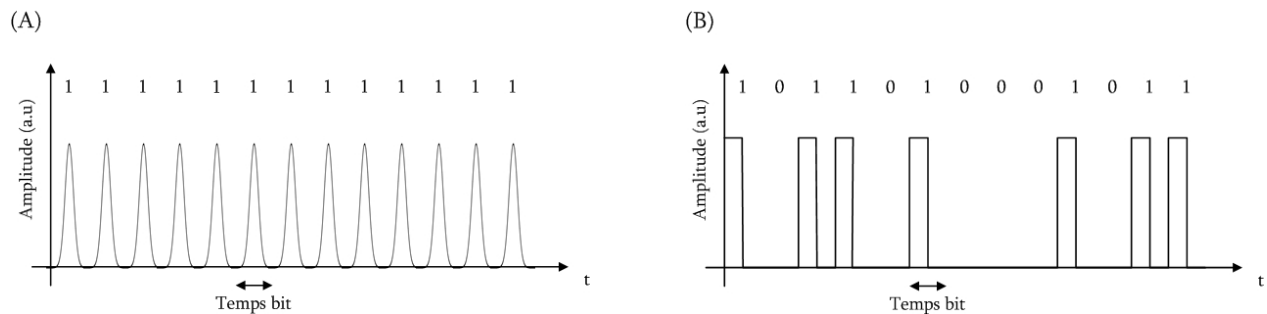


Figure 6.2 : Format de codage RZ. (A) Caractéristiques du codage. (B) Laser impulsif non modulé.

Pour des taux de transmission supérieurs à 10 Gbits/s, les études démontrent qu'il est préférable d'utiliser un format de codage RZ^[1] (figure 6.2). Lorsque le formalisme de codage RZ est utilisé, le niveau binaire 1 est alors codé par une impulsion lumineuse occupant la moitié du temps bit et une absence de lumière pour le reste du temps. Le niveau zéro est lui toujours codé par une absence de signal lumineux. La trace temporelle correspondant à un laser émettant en régime de modes bloqués est présenté à la figure 6.2 (A). Comme nous pouvons le constater, un laser impulsif suivi d'un modulateur externe est très bien adapté au format de codage RZ car un train d'impulsion correspond alors à une suite de un binaire.

VI.2.2 Laser utilisant les semi-conducteurs comme milieu de gain

La technologie des semi-conducteurs offre plusieurs avantages pour la réalisation de source multi-longueurs d'onde. Tout d'abord, un milieu amplificateur de type semi-conducteur est un milieu de gain que l'on peut considérer comme à élargissement inhomogène c'est-à-dire que plusieurs bandes spectrales d'émission peuvent être entretenues simultanément au sein de la cavité. De plus, l'inversion de population étant obtenue à l'aide d'un pompage électrique, il est possible d'obtenir un régime

d'émission en modes bloqués en modulant simplement le signal de pompe. Cette caractéristique permet de s'affranchir de l'utilisation d'un modulateur électro-optique externe. Les sources ainsi obtenues permettent l'obtention d'un régime impulsionnel à faible coût. Cependant, cette technologie souffre aussi de nombreux inconvénients comme par exemple, une valeur de gain faible, des problèmes de stabilité ou encore un élargissement temporel des impulsions. Dans un premier temps, nous présentons l'existant des sources comportant un milieu de gain à base de semi-conducteurs. La synthèse des dispositifs ainsi élaborés, en particulier leurs avantages et inconvénients, sera exposée dans un second temps.

a) Configuration laser utilisant une modulation directe du gain

Les dispositifs présentés ci-après comporte un milieu de gain semi-conducteur et une modulation directe du courant de pompe afin d'obtenir une source multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués actif^{[9]-[12]}. Dans [9], la configuration comporte une cavité Fabry-Perot, illustrée à la figure 6.3 (A), et un milieu de gain constitué d'un amplificateur optique à semi-conducteur (AOS). Le régime de modes bloqués est obtenu en modulant le courant d'injection, de puissance 1 W, à la fréquence de 600 MHz.

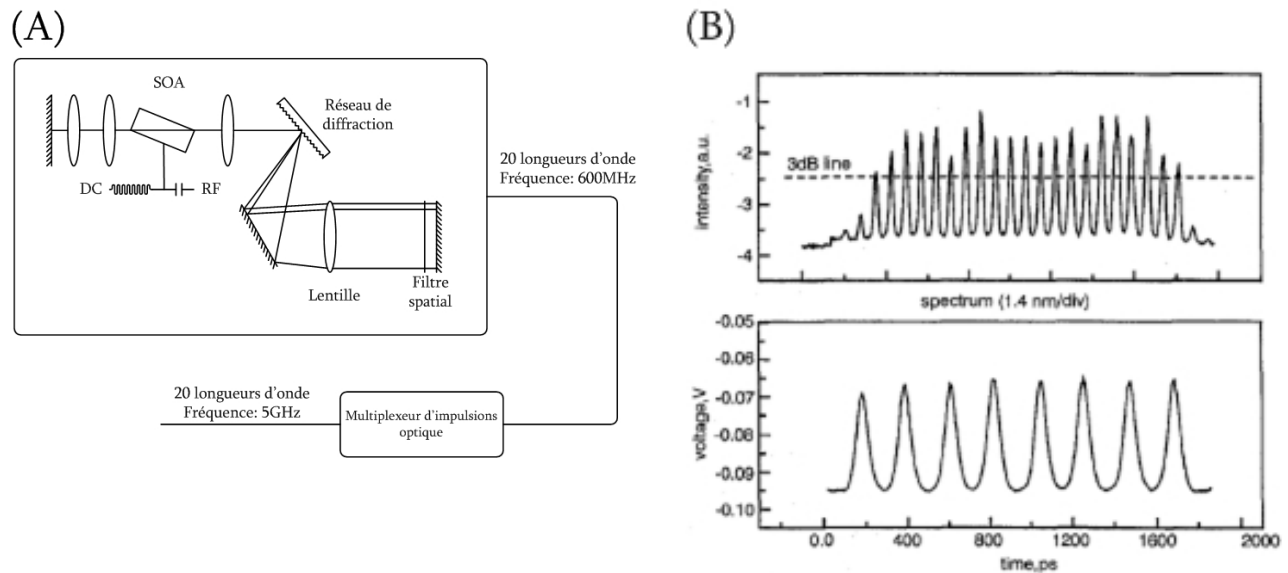


Figure 6.3 : Configuration proposée par Shi et al^[9]. (A) Dispositif expérimental. (B) Résultats expérimentaux.

Le dispositif de sélection des bandes spectrales est composé de deux étages. Le premier est un réseau de diffraction qui sépare spatialement les différentes longueurs d'onde composant le champ optique. Le second étage est un masque d'amplitude qui permet de sélectionner les bandes spectrales désirées. Dans le cas de cette configuration, ce filtre permet la sélection de 21 longueurs d'onde avec une séparation spectrale de 0.52 nm. Afin de limiter l'élargissement temporel de l'impulsion, occasionné par une fréquence de modulation trop élevée, un dispositif de multiplication du taux de répétition est introduit à l'extérieur de la cavité laser de manière à d'obtenir un train d'impulsions ayant une fréquence de 5 GHz. La figure 6.3 (B) illustre les résultats expérimentaux obtenus avec cette configuration. L'analyse qui en a été faite indique que le spectre de sortie de ce laser comporte 21 bandes spectrales avec une platitude de 3 dB. Chaque longueur d'onde fournit un train d'impulsion ayant une fréquence de 5 GHz et la largeur à mi-hauteur de ces impulsions est de 12 ps. Toutefois, aucune information concernant la qualité de cette source, comme par exemple la valeur du produit $\Delta\nu\Delta\tau$, la valeur de la suppression des modes latéraux ou la puissance de sortie, n'a été communiquée dans le cadre de cette publication.

À partir du dispositif précédent, Mielke et al^[10] souhaitent obtenir une augmentation substantielle du nombre de bandes spectrales. Pour ce faire, ils concentrent leur effort de recherche sur l'optimisation du dispositif de sélection des longueurs d'onde.

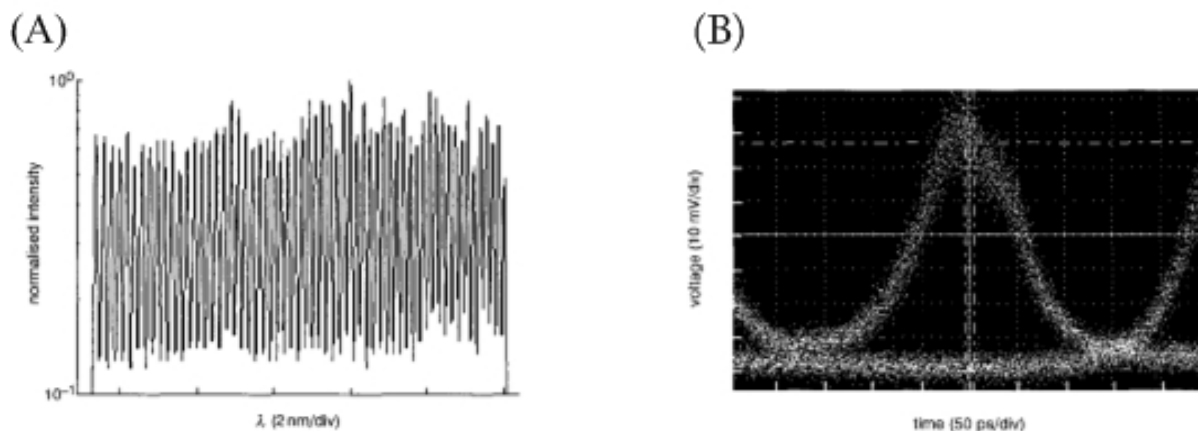


Figure 6.4 : Résultats expérimentaux publiés dans la référence [10]. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Diagramme de l'œil de la source multi-longueurs d'onde.

La figure 6.4 illustre les résultats expérimentaux présentés dans la référence [10]. La figure 6.4 (A) représente le spectre de sortie du laser et indique que celui-ci comporte 60 longueurs d'onde avec une

platitude de 3 dB. La fréquence du train d'impulsion n'est que de 3.592 GHz après utilisation d'un dispositif de multiplication du taux de répétition. La qualité de cette source a été évaluée en réalisant les mesures de diagramme de l'œil illustrées par la figure 6.4 (B). Pour cette mesure, les auteurs ont utilisé une séquence pseudo aléatoire pour moduler le courant d'injection de l'AOS ; toutes les bandes spectrales transmettent donc une information identique. La figure 6.4 (B) représente la mesure du diagramme de l'œil de la source multi-longueurs d'onde comportant toutes les bandes spectrales. Nous pouvons constater qu'à l'émission, l'œil est parfaitement ouvert ce qui reflète les bonnes qualités de cette source.

b) Configuration laser utilisant une modulation externe

Les deux configurations précédentes nécessitaient l'utilisation d'un dispositif de multiplication du taux de répétition puisqu'une modulation directe du courant d'injection à des fréquences de plusieurs gigahertz induit un glissement de la porteuse de l'impulsion. Pour palier à ce problème, il existe une autre solution qui consiste à utiliser une modulation externe afin d'obtenir le régime d'émission en modes bloqués^{[13]-[14]} tel que représenté à la figure 6.5 (A).

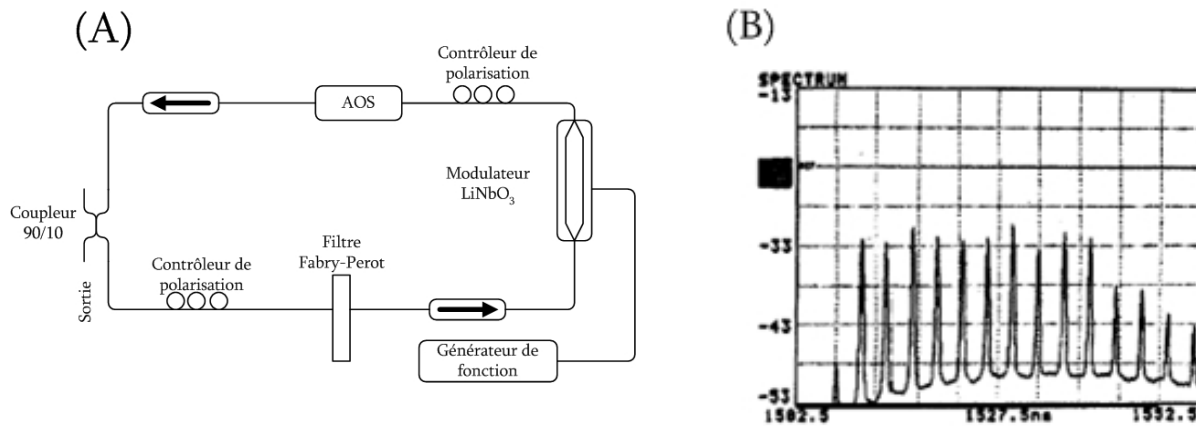


Figure 6.5 (A) : Configuration laser à modulation externe publiée dans la référence [14]. (A) Dispositif expérimental. (B) Spectre de sortie du laser.

Cette cavité repose sur une structure en anneau fibrée. Le milieu de gain est toujours un amplificateur optique à semi-conducteur ayant un gain petit signal de 23 dB à la longueur d'onde de 1535 nm. Des isolateurs optiques ont été utilisés pour assurer une propagation unidirectionnelle du

champ. La sélection des longueurs d'onde est réalisée à l'aide d'un étalon Fabry-Perot solide ayant un ISL de 3.1 nm et dont la largeur à mi-hauteur des pics vaut 0.3 nm. Ce filtre est inséré à l'intérieur d'un système de collimation de faisceau en espace libre relié à des fibres optiques afin de faciliter son intégration à la cavité laser. Le régime d'émission en modes bloqués est obtenu en utilisant un modulateur électro-optique commandé par l'intermédiaire d'un signal radiofréquence de fréquence 10 GHz et de puissance de 3 dB. Des contrôleurs de polarisation sont également utilisés afin d'ajuster la polarisation du signal, notamment à l'entrée du modulateur électro-optique et ce, afin de maximiser la performance de ce dispositif. Enfin, la longueur totale de la cavité est de 24.9 mètres ce qui induit un ISL de 7.98 MHz.

La figure 6.5 (B) illustre le spectre de sortie de ce laser. Celui-ci est composé de 10 bandes spectrales distribuées entre 1507 et 1562 nm. Sa platitude est inférieure à 2 dB et la puissance totale de la source est de 40 μW (-14 dBm). La figure 6.6 (A) présente le train d'impulsions obtenu lorsque trois longueurs d'onde sont sélectionnées dans le spectre d'émission.

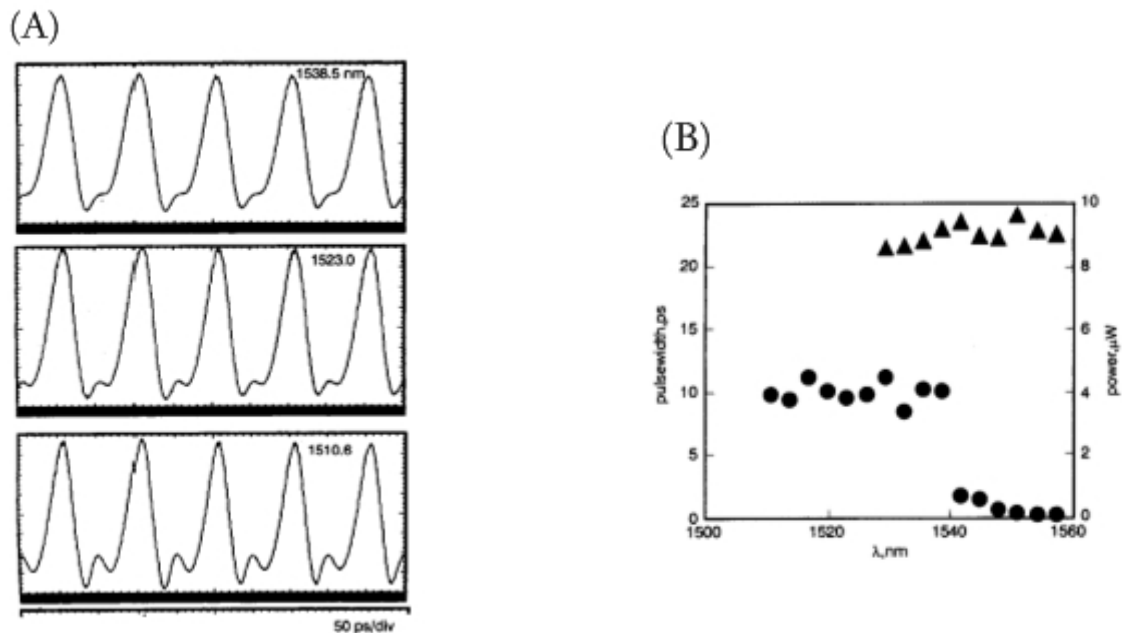


Figure 6.6 : Caractéristiques temporelles du laser^[14]. (A) Traces temporelles pour 3 longueurs d'onde. (B) Puissance de sortie (cercles) et largeur de l'impulsion (triangles) en fonction de la longueur d'onde.

Le taux de répétition de ce train correspond à la fréquence de modulation utilisée avec le modulateur électro-optique, soit 10 GHz. La valeur moyenne de la largeur à mi-hauteur des impulsions est de 20

ps. La figure 6.6 (B) illustre la variation de la largeur à mi-hauteur des impulsions ainsi que de la puissance pour chaque bande spectrale en fonction de la longueur d'onde. La largeur des impulsions varie peu sur l'ensemble du spectre alors qu'une variation plus importante est observée pour la puissance de chaque ligne laser.

La technologie des semi-conducteurs permet d'obtenir de manière simple le régime multi-longueurs d'onde à température ambiante. De plus, dans certains cas, il est possible d'obtenir des sources relativement compactes ce qui facilite considérablement leur intégration dans des systèmes. Cependant, cette technologie souffre de plusieurs inconvénients. Tout d'abord, dans la majorité des cas, ces sources sont des configurations en espace libre ce qui peut induire des problèmes de stabilité. En outre, le gain net des amplificateurs optiques à semi-conducteur est nettement inférieur aux valeurs obtenues avec une technologie d'amplificateur à fibre optique dopée à l'erbium. La puissance de sortie de ces sources est donc relativement basse et nécessite une amplification. Bien que la modulation directe du courant d'injection permette d'obtenir un régime d'émission en modes bloqués sans ajout d'un modulateur électro-optique, la fréquence de modulation permise est relativement basse à cause du temps de réponse du semi-conducteur. Dans le cadre d'une utilisation de ces sources dans des systèmes de communication modernes, il est préférable d'utiliser un dispositif de multiplication du taux de répétition. Afin de remédier aux inconvénients provoqués par la technologie des semi-conducteurs, un nombre significatif de travaux suggèrent d'utiliser l'erbium comme milieu de gain.

VI.2.3 Laser utilisant la fibre dopée à l'erbium comme milieu de gain

La conception de sources multi-longueurs d'onde à fibre dopée à l'erbium suscitent deux difficultés dans le cas du régime de modes bloqués actif. La première réside dans l'obtention d'une émission multi-longueurs d'onde à température ambiante avec une platitude spectrale acceptable. La seconde difficulté consiste à obtenir un régime d'émission en modes bloqués pour l'ensemble des bandes spectrales et ce, de façon simultanée. Puisque l'erbium est un milieu de gain à élargissement homogène ne permettant pas l'émission simultanée de plusieurs longueurs d'onde (Chapitre II), il est donc nécessaire de développer des techniques pour s'affranchir de cette limitation physique. Dans le

cadre de cette thèse nous introduisons à cet effet un décaleur de fréquence, les paragraphes suivants présentent d'autres approches ayant été étudiées dans le but d'obtenir un régime de modes bloqués multi-longueurs d'onde.

a) Solutions intuitives

Nous décrivons, tout d'abord, trois solutions intuitives. La première consiste à plonger la fibre dopée à l'erbium dans de l'azote liquide à 77 K. À basse température, l'erbium devient un milieu à élargissement inhomogène car l'énergie des phonons, responsable du caractère homogène de l'élargissement du gain de ce milieu, est considérablement diminuée. La figure 6.7 illustre une configuration laser basée sur cette technique. La cavité laser est une structure σ composée d'une fibre à maintien de polarisation. Les auteurs ont utilisé un phasar (*arrayed-waveguide* : AWG) ayant un ISL de 100 GHz afin de réaliser la sélection des différentes longueurs d'onde.

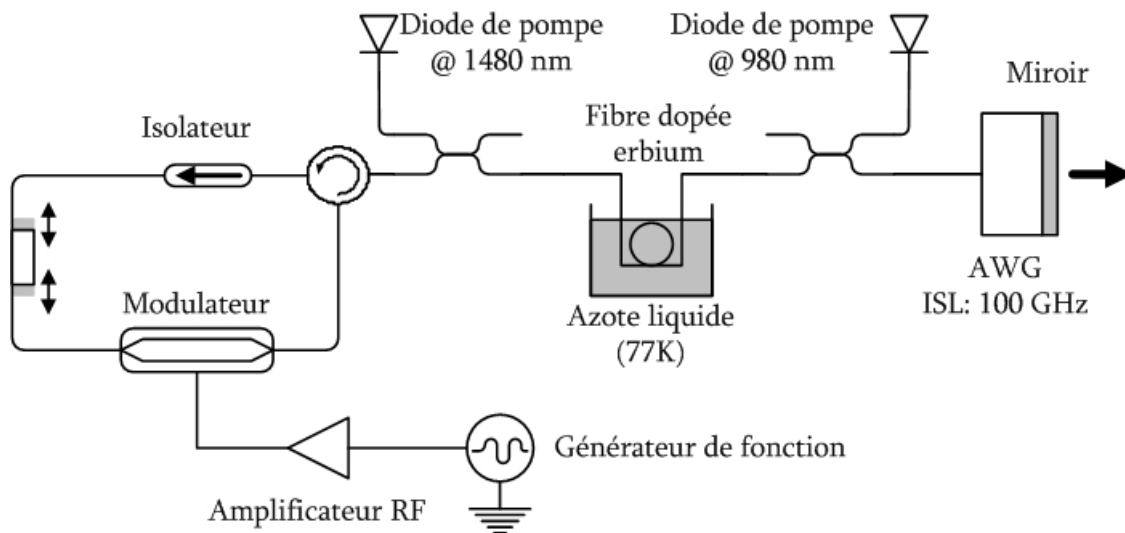


Figure 6.7 : Dispositif expérimental ^[15].

Le taux de répétition fondamental de la cavité est de 3.25 MHz et le laser est activement verrouillé en phase à la fréquence de 10 GHz grâce à un modulateur électro-optique commandé à l'aide d'un générateur de fonction. Le milieu de gain est une fibre erbium de 20 mètres de long pompée par deux diodes laser, l'une émettant à la longueur d'onde de 1480 nm, l'autre à 980 nm. Les deux diodes sont

opérées à la même puissance c'est-à-dire 67 mW. Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de cette configuration sont présentés à la figure 6.8.

Ce laser émet donc suivant 13 longueurs d'onde séparées de 100 GHz et la largeur à mi-hauteur de chaque bande spectrale est égale à 17.2 GHz. La largeur à mi-hauteur des impulsions vaut 20.3 ps ce qui correspond à un produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ de 0.349, indiquant que les impulsions sont faiblement chirpées. Les auteurs ont évalué que la suppression des modes latéraux était supérieure à 45 dB ce qui implique que le train d'impulsions généré pour chaque longueur d'onde a une amplitude très uniforme. Malgré les résultats encourageants obtenus avec cette solution, il est difficile d'en envisager des applications commerciales dans la mesure où la contrainte de maintenance due à l'utilisation de l'azote liquide lui est très préjudiciable.

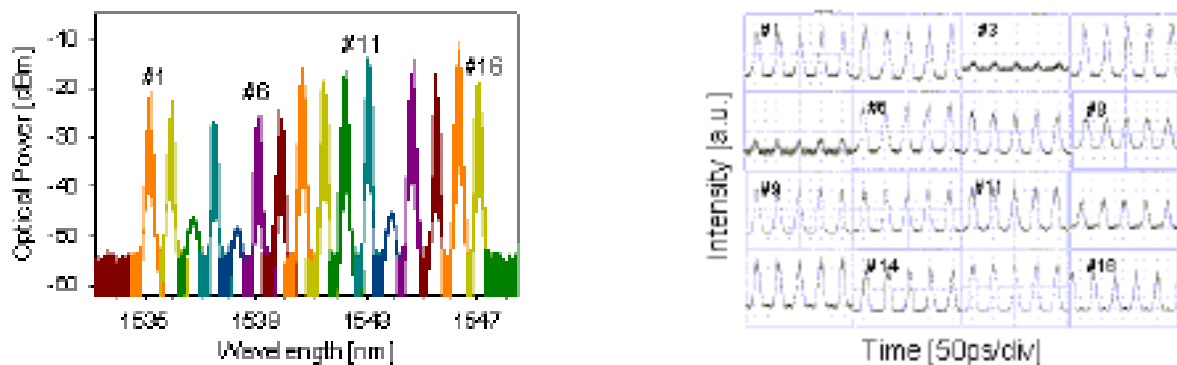
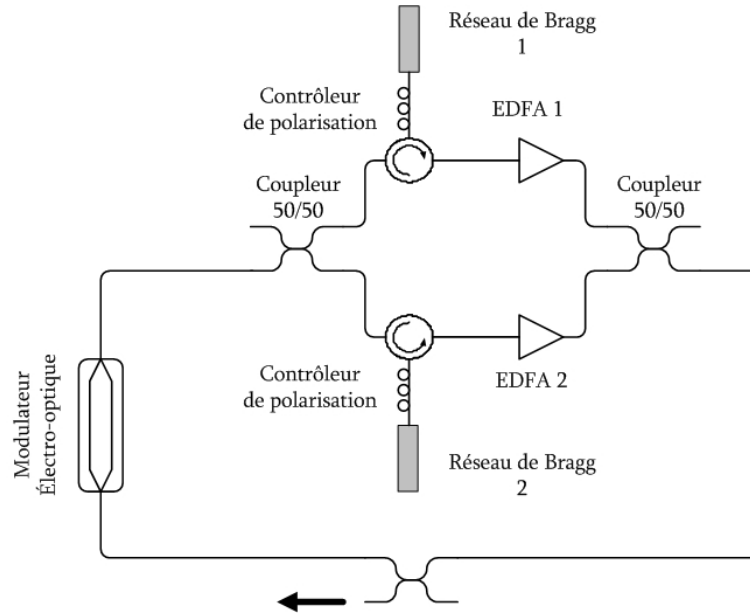
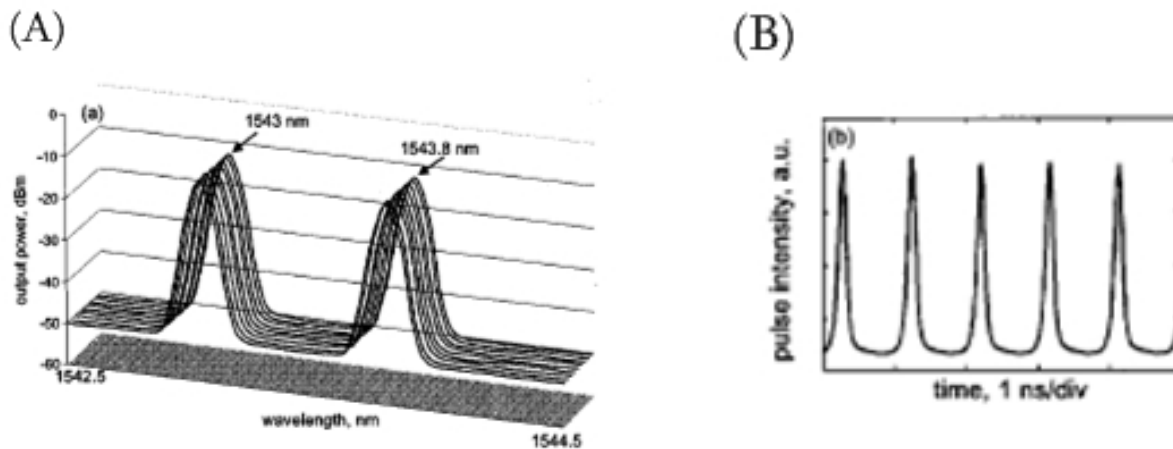


Figure 6.8 : Résultats expérimentaux^[15]. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Traces temporelles pour chaque longueur d'onde.

La seconde méthode permettant d'obtenir une source multi-longueurs d'onde émettant en régime impulsionnel en utilisant l'erbium comme milieu de gain consiste à séparer les milieux. En effet, en associant un milieu de gain différent à chacune des longueurs d'onde, on s'affranchit totalement des problèmes d'homogénéité du gain. Cette solution est présentée à la figure 6.9. Cette configuration laser utilise une cavité en anneau complètement fibrée. Le régime de modes bloqués actif est assuré par l'utilisation d'un modulateur électro-optique. Pour remédier aux problèmes de compétition de gain dû à l'élargissement homogène du milieu, Pudo et al^[16] utilisent deux amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium (AOFDE), un par bande spectrale.

Figure 6.9 : Dispositif expérimental^[16].

Le signal est dans un premier temps divisé en deux à l'aide d'un coupleur 50/50, puis un réseau de Bragg sélectionne la bande spectrale qui sera ensuite amplifiée par l'AOFDE. Le réseau de Bragg, noté 1 sur la figure 6.9, réfléchit une longueur d'onde centrée autour de 1543 nm, tandis que le réseau noté 2 sélectionne la bande centrale centrée autour de 1543.8 nm. Après amplification, un second coupleur 50/50 est utilisé afin de recombinaison les signaux amplifiés avant la modulation. Les résultats expérimentaux obtenus avec cette configuration sont présentés à la figure 6.10.

Figure 6.10 : Résultats expérimentaux publiés dans la référence [16]. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Train d'impulsion pour λ_1 .

Le choix de la fréquence de modulation présente une réelle difficulté avec cette solution. En effet, les parcours optiques correspondant à chacune des longueurs d'onde ne sont pas équivalents. Les mesures indiquent que la fréquence fondamentale pour λ_1 valait 4.207 MHz et était de 7.291 MHz pour λ_2 . Afin d'obtenir un régime de modes bloqués pour les deux longueurs d'onde, il faut que la fréquence de modulation soit un multiple commun de ces deux fréquences fondamentales. La fréquence de modulation, égale à 1035.38 MHz lors de ces expériences correspond à la 246^{ème} harmonique pour λ_1 et la 142^{ème} pour λ_2 . En utilisant cette fréquence de modulation, les auteurs ont pu obtenir un laser bi-longueur d'onde émettant suivant un régime de modes bloqués. Une mesure du spectre de sortie du laser toutes les 45 secondes et ceci durant plusieurs minutes démontre la stabilité de cette source (figure 6.10 (A)). La largeur des impulsions était de 115 ps pour λ_1 (figure 6.10(B)) et de 130 ps dans le cas de λ_2 . Le produit $\Delta\nu\Delta\tau$ correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 était de 0.88 et 0.92 pour une limite théorique de 0.45 dans le cas de l'approximation gaussienne. Cette mesure indique que les impulsions délivrées par cette source présentent un léger étalement temporel à la sortie de la cavité.

Cette solution présente plusieurs problèmes. Tout d'abord le coût lié à l'utilisation de plusieurs AOFDE est assez prohibitif. De plus, les choix possibles pour la fréquence de modulation sont limités puisque celle-ci doit être un multiple commun des fréquences fondamentales de cavité reliées aux différentes longueurs d'onde. Il est peu probable que cette fréquence de modulation corresponde à un des standards de l'industrie des télécommunications optiques.

Il existe une dernière solution pour obtenir une source multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués qui consiste à s'assurer que l'espacement spectral entre toutes les bandes est supérieur à la région d'homogénéité de l'erbium, soit 10 nm. En utilisant cette technique, Bakhshi et *al.* sont parvenus à réaliser un laser bi-longueur d'onde émettant en régime impulsionnel^[17]. La figure 6.11 illustre les résultats obtenus avec un tel dispositif. L'analyse de la figure 6.11 (A) indique que les longueurs d'onde composant le spectre sont séparées de 21.5 nm, ce qui représente le double de la bande d'homogénéité de l'erbium. Le régime multi-longueurs d'onde est alors possible. Dans le cas de cette démonstration, les auteurs ont obtenu deux longueurs d'onde émettant simultanément en régime de modes bloqués actif car elles ne sont pas soumises à la compétition de gain.

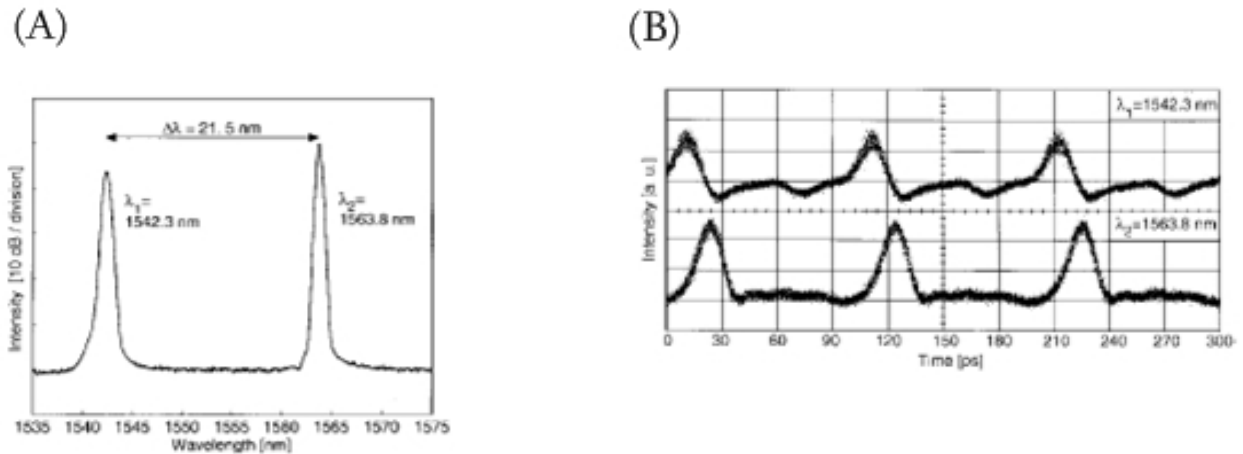


Figure 6.11 : Résultats expérimentaux^[17] (A) Spectre de sortie du laser. (B) Traces temporelles.

La figure 6.11 (B) qui illustre le train d'impulsions pour chaque longueur d'onde, indique une fréquence de 10 GHz, et une largeur des impulsions inférieure à 10 ps. La description de cette méthode n'est qu'anecdotique car il est impensable de réaliser une source fortement multi-longueurs d'onde en utilisant cette technique. En effet, la bande d'émission de l'erbium s'étend sur un peu plus de 40 nm, ce qui en utilisant cette technique permettrait d'obtenir un maximum de 4 bandes spectrales.

b) Solutions utilisant des décalages temporels

Dans cette approche, un unique milieu de gain est utilisé en vue d'obtenir le régime multi-longueurs d'onde, réduisant ainsi le coût de la source laser. Afin de s'affranchir de la compétition de gain, un délai est induit entre les différents trains d'impulsions correspondant à chaque longueur d'onde. La figure 6.12 illustre le principe de cette technique.

Les trains d'impulsions transitent dans un dispositif optique possédant la capacité d'induire un délai temporel. À la sortie de cet élément optique, le train d'impulsions correspondant à la longueur d'onde λ_1 est en retard par rapport à celui correspondant à celui de λ_2 (dans le cas de la figure 6.12). Les deux trains ainsi décalés se propagent dans le milieu de gain. Aucune compétition de gain n'existe

entre les deux longueurs d'ondes puisqu'elles se propagent à des instants différents dans le milieu amplificateur. Autrement dit, à un instant donné une seule longueur d'onde est amplifiée.

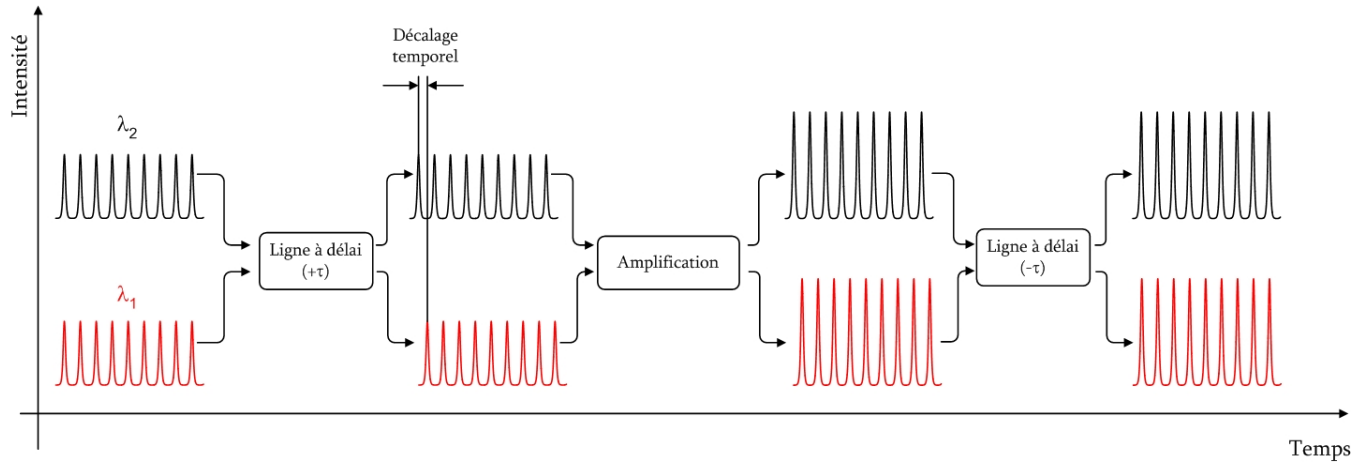


Figure 6.12 : Schématisation de la méthode^[18].

À la sortie du milieu de gain, les trains d'impulsions sont à nouveau synchronisés grâce à la présence d'une ligne à délai générant un décalage de signe opposé à celui situé en entrée du milieu amplificateur. Les deux trains sont alors en accord de phase et peuvent transiter par le modulateur électro-optique qui assure le régime de modes bloqués pour les deux longueurs d'onde.

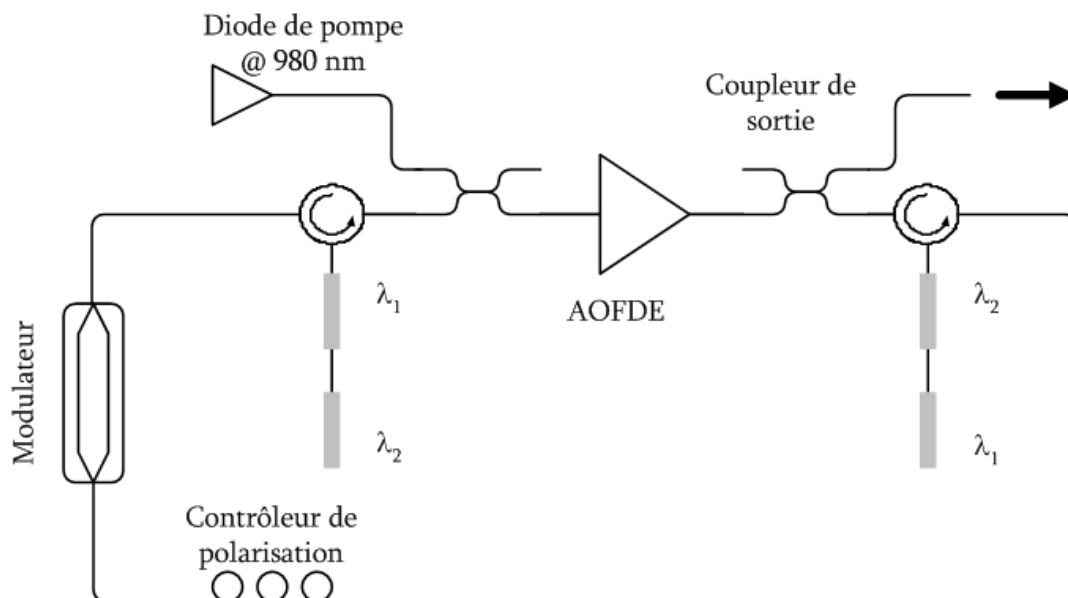


Figure 6.13 : Dispositif expérimental publié à la référence [18].

Le montage expérimental correspondant est illustré par la figure 6.13 [18]. Cette configuration repose une fois encore sur l'utilisation d'une structure en anneau fibrée. Le milieu de gain est une fibre dopée à l'erbium commerciale, pompée à l'aide d'une diode laser de 70 mW de puissance à la longueur d'onde de 980 nm. La ligne à délai permettant de décaler les trains d'impulsion de manière positive est constituée d'une paire de réseaux de Bragg à pas variable écrits sur la même fibre photosensible mais décalés spatialement l'un par rapport à l'autre. Les réseaux de Bragg permettent d'une part de sélectionner les longueurs d'onde d'émission du laser et d'autre part, d'induire un délai entre les deux trains d'impulsions. En effet, les deux réseaux n'étant pas écrits au même endroit sur la fibre photosensible, le train d'impulsion correspondant à λ_1 est réfléchi avant celui correspondant à λ_2 . Afin d'induire le décalage inverse, il suffit d'inverser l'ordre de la cascade de ces deux réseaux. Cette paire de réseaux induit un décalage de 150 ps. Afin d'obtenir le régime d'émission en modes bloqués actif, un modulateur électro-optique, commandé par un signal radiofréquence de fréquence 2.6 GHz, est utilisé. Les résultats expérimentaux obtenus avec cette configuration sont présentés à la figure 6.14.

Le spectre de sortie du laser présenté à la figure 6.14 (A) est composé de deux bandes spectrales, l'une centrée autour de la longueur d'onde de 1532.1 nm et l'autre autour de 1532.8 nm. La stabilité de ce laser à température ambiante, jugée satisfaisante, a été évaluée en effectuant des mesures du spectre de sortie sur une période d'une heure (figure 6.14 (A)). La figure 6.14(B) représente le train d'impulsions correspondant à chaque longueur d'onde. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est égale à 68 ps.

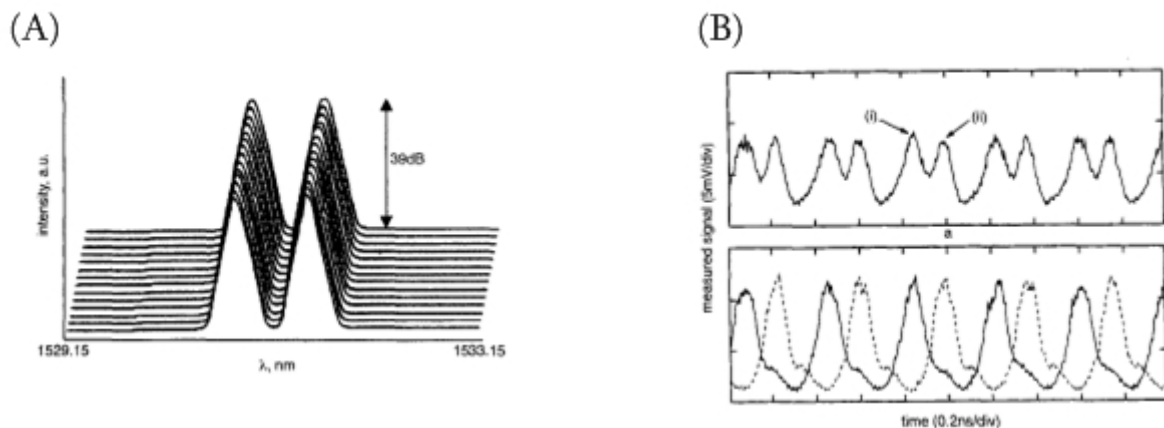


Figure 6.14 : Résultats expérimentaux tirés de la référence [18]. (A) Spectre de sortie du laser. (B) Train d'impulsion.

Bien que cette source soit stable à température ambiante et permette d'obtenir un régime multi-longueurs d'onde en utilisant un seul milieu de gain, elle ne permettra pas d'obtenir une émission fortement multi-longueurs d'onde pour des taux de répétition de l'ordre de 10 GHz, qui impliquent une séparation temporelle entre deux impulsions de 100 ps. Afin de limiter les effets de la compétition de gain, les trains doivent être parfaitement distincts dans le temps et un taux de répétition si élevé n'autorise, tout au plus, l'émission simultanée de 2 ou 3 longueurs d'onde en régime de modes bloqués.

L'ensemble de ces configurations, qu'il s'agisse des cavités à base de semi-conducteurs ou de fibre dopée à l'erbium, ne permet pas d'aboutir à une source laser fortement multi-longueurs d'onde émettant simultanément en régime de modes bloqués, avec un taux de répétition de plusieurs dizaines de gigahertz dans la bande C des télécommunications optiques. Les configurations basées sur un milieu de gain semi-conducteur présentent des propriétés intéressantes, comme la simplicité des cavités et l'inhomogénéité du gain, cependant la puissance de sortie, le taux de répétition nécessitent des améliorations. De plus beaucoup de démonstrations utilisant les lasers à semi-conducteurs présentent une plage d'émission centrée autour de 800 nm, ce qui est incompatible avec les systèmes de communications modernes utilisant la bande C de l'erbium centrée autour de 1550 nm.

Quant aux cavités à base de fibre dopée à l'erbium, elles ne permettent pas d'obtenir un régime d'émission fortement multi-longueurs d'onde, soit en raison du coût de la mise en œuvre ou en raison des limitations physiques inhérentes à la méthode utilisée. Nous proposons, à présent, d'utiliser notre cavité laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction afin d'obtenir un régime d'émission fortement multi-longueurs d'onde, le régime d'émission en modes bloqués sera obtenu par le biais d'un modulateur électro-optique.

VI.3 Réalisation d'un laser multi-longueurs d'onde en régime de modes bloqués actif

Dans ce paragraphe, nous présentons les réalisations expérimentales qui ont permis de démontrer la faisabilité d'une source multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués à

température ambiante et utilisant l'erbium comme milieu de gain. Dans un premier temps, nous décrivons la cavité utilisée lors de la première démonstration et nous détaillons les résultats associés. L'amélioration des caractéristiques de cette source constitue le second temps de nos expérimentations. Enfin, la dernière partie de cette section sera consacrée à la discussion.

VI.3.1 Description de la cavité laser

Le dispositif expérimental réalisé pour obtenir cette source, est présenté à la figure 6.15. La cavité est basée sur l'utilisation d'une structure en anneau fibrée. Le caractère unidirectionnel de cette cavité est assuré par l'utilisation de plusieurs isolateurs optiques atténuant fortement (40 dB) le champ contra-propagatif. Le milieu de gain est une fibre optique commerciale dopée à l'erbium (Lucent Technologies) d'une longueur de 21 mètres permettant d'obtenir un gain relativement plat dans la région située entre 1542 nm et 1560 nm⁵. Enfin, la fibre est pompée à l'aide d'une diode de pompe délivrant une puissance de 120 mW à la longueur d'onde de 980 nm, et la puissance de pompe est transmise à la structure en anneau par l'intermédiaire d'un coupleur WDM. Le dispositif de sélection des bandes spectrales d'émission est divisé en deux étages. Le premier étage est constitué par filtre passe bande limitant la plage d'opération dans une région comprise entre 1540 et 1554 nm.

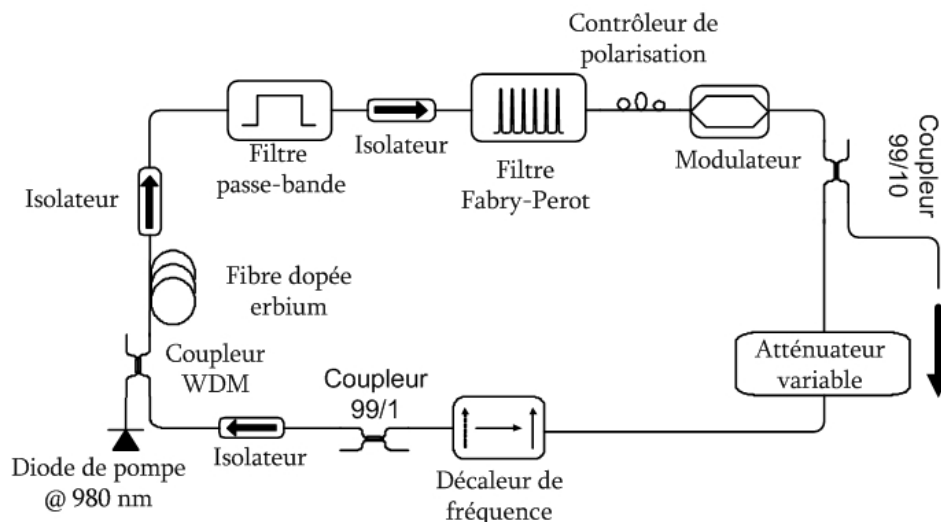


Figure 6.15 : Dispositif expérimental d'un laser fortement multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués^[11].

⁵ Les caractéristiques de la fibre dopée erbium utilisé pour ce montage sont détaillées dans le chapitre II.

Au cours du chapitre II, nous avons identifié qu'un contrôle de la longueur d'un milieu de gain permet d'obtenir, dans cette région, un coefficient de gain uniforme. Ainsi, en limitant la bande d'opération du laser à cette région, il est possible d'obtenir un spectre de sortie de platitude acceptable. La réalisation de ce filtre passe-bande repose sur la technologie des réseaux à pas variable. Nous avons inscrit sur une fibre photosensible deux réseaux de Bragg à pas variable l'un couvrant la bande 1524-1540 nm et possédant une isolation d'environ 25 dB, l'autre couvrant la bande 1554-1565 nm avec une isolation de 10 dB. L'intervalle de valeurs entre ces deux bandes correspond à la bande passante du filtre et n'a pas subi l'écriture d'un réseau. La platitude de la bande passante de ce filtre est de 0.15 dB, et ces variations sont essentiellement dues à des phénomènes de couplage d'énergie entre le mode de propagation et les modes de gaine de la fibre photosensible. La figure 6.16 illustre la transmission de ce filtre.

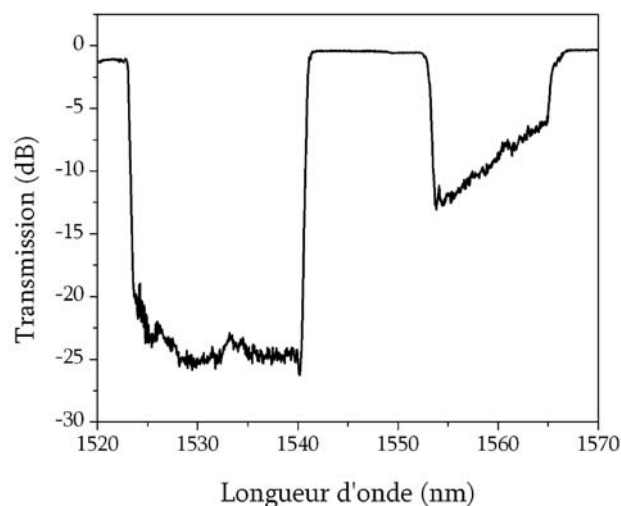


Figure 6.16 : Transmission du filtre passe-bande.

Le second étage, composant ce dispositif de sélection en longueur d'onde, est un filtre Fabry-Perot distribué photoinscrit dans une fibre optique, que nous nommerons Fabry-Perot fibrés dans la suite de ce document. Le choix de ce type de filtre a été motivé par les points suivants. Tout d'abord la technologie fibrée limite les pertes d'insertion du composant et permet de réaliser des cavités totalement fibrée limitant ainsi les problèmes de stabilité. Enfin, la technologie des Fabry-Perot permet la sélection d'un grand nombre de longueurs d'onde. De plus, nous avons établi lors du chapitre IV que les filtres Fabry-Perot permettaient d'obtenir un régime d'émission continu. En utilisant cette technologie au sein d'une cavité émettant en régime de modes bloqués, on s'assure ainsi

que le train d'impulsions généré ne sera pas modulé par un régime de modes déclenchés. Au cours de ces réalisations expérimentales, nous avons utilisé deux filtres Fabry-Perot d'ISL identique (50 GHz), l'un avec une finesse de 3.5 (filtre #1), l'autre avec une finesse de 2.6 (filtre #2). La figure 6.17 présente les caractéristiques des deux filtres Fabry-Perot utilisés au cours de ces expériences. Le manque d'uniformité de la finesse et de l'ISL provient des imperfections survenues lors de l'écriture des réseaux de Bragg à pas variable.

Afin d'obtenir une émission fortement multi-longueurs d'onde à température ambiante, la cavité comporte un décaleur de fréquence de la société Gooch&Housego qui décale le champ laser de 80 MHz à chaque passage dans la cavité.

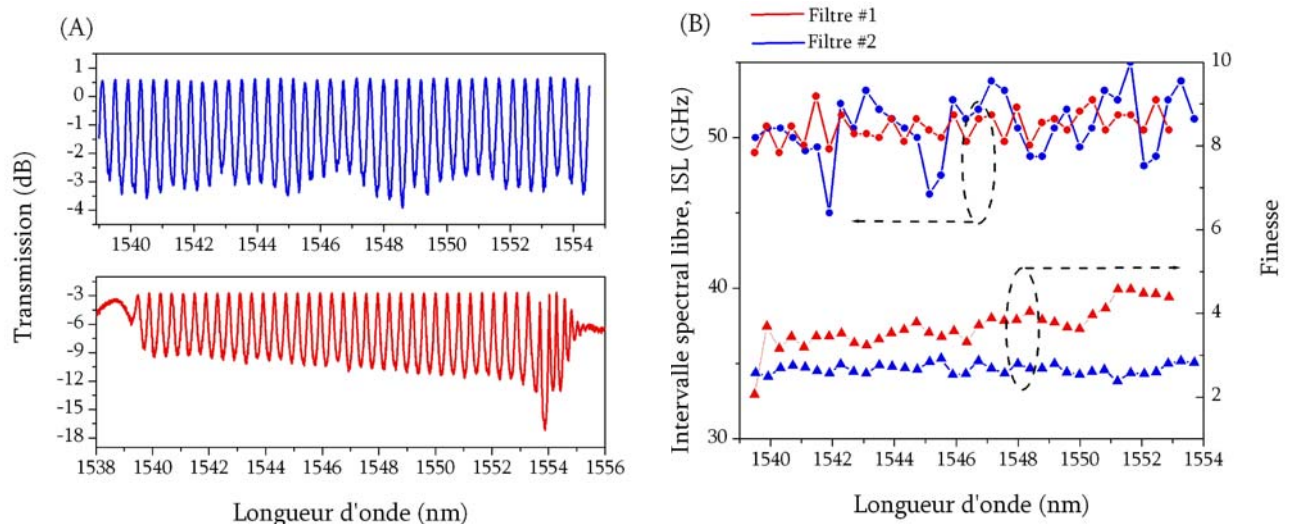


Figure 6.17 : Caractéristiques des deux filtres Fabry-Perot.

Le régime d'émission en modes bloqués actif est induit par un modulateur électro-optique commandé à l'aide d'un générateur de fonction (HP 83731) et un système de génération de patron de modulation (HP 70004A). La fréquence du signal de modulation est égale à 3.113 GHz et les impulsions électriques présentent une largeur à mi-hauteur de 160 ps. Le modulateur électro-optique étant sensible à la polarisation, un contrôleur permet d'ajuster la polarisation du signal aux axes principaux du dispositif afin de maximiser l'efficacité de modulation. Nous utilisons également un atténuateur variable afin de pouvoir contrôler de manière très précise les pertes totales de la cavité. Ce système s'avère particulièrement utile pour ajuster la platitude du spectre de sortie.

La longueur totale de la cavité est de 53 mètres, ce qui correspond à une fréquence fondamentale d'environ 3 MHz. Les pertes totales ont été évaluées à 16 dB et la dispersion chromatique mesurée avec une méthode phase-shift (Agilent 8753ES) était de 1 ps/nm.

Tableau 6.1 : Échelles de fréquence utilisées au sein du laser.

Paramètres	Valeur du paramètre
ISL du filtre [GHz]	50
FWHM des pics du Fabry-Pérot [GHz]	19 ou 14
Décalage en fréquence [MHz]	80
Fréquence de modulation [GHz]	3.113
Plage spectrale du laser [GHz]	1750
Fréquence fondamentale de la cavité [MHz]	3

Afin de bien appréhender toutes les différentes échelles fréquentielles entrant dans la réalisation de ce laser, il nous paraît important de le résumer. Ces échelles sont présentées au tableau 6.1. L'analyse du tableau 6.1 nous permet d'affirmer que le régime que nous nous proposons d'obtenir sera un régime de modes bloqués actif et harmonique. En effet, la fréquence de modulation sera un multiple entier de la fréquence fondamentale de la cavité et le modulateur électro-optique réalisera une mise en phase du champ dans chaque bande spectrale définie par le filtre Fabry-Perot.

VI.3.2 Résultats expérimentaux

Le nombre important de degrés de liberté qu'offre notre cavité rend son réglage complexe. Afin d'évaluer le bon fonctionnement de notre laser, nous avons utilisé plusieurs critères que sont, la platitude du spectre de sortie meilleure que 10 dB, la largeur à mi-hauteur des impulsions la plus étroite possible et la réjection des modes latéraux du spectre radiofréquence supérieure à 20 dB. Plusieurs paramètres permettent de maximiser ces critères, on peut citer par exemple, la puissance de pompe, la fréquence du signal de modulation mais aussi la puissance du signal de modulation, le courant d'alimentation (*bias current*) du modulateur électro-optique ainsi que l'ajustement du contrôleur de polarisation et les pertes de la cavité. Une fois la cavité parfaitement ajustée, nous avons obtenu les spectres de sortie présentés à la figure 6.18.

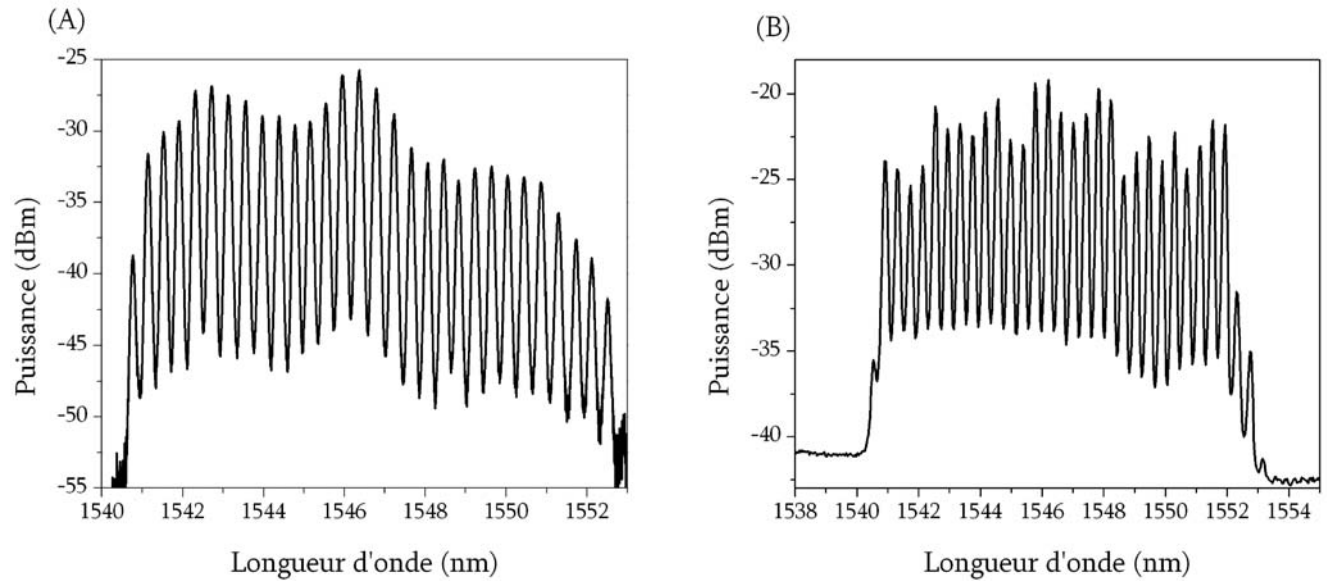


Figure 6.18 : Spectre de sortie. (A) Résultats avec le filtre #1. (B) Résultats avec le filtre #2.

La plage d'émission du laser s'étend de 1541 à 1552 nm. Lorsque le filtre #1 est utilisé, la source délivre 24 longueurs d'onde séparées de 50 GHz avec une platitude de 7 dB. Dans le cas du filtre #2, on obtient 28 longueurs d'onde séparées de 50 GHz avec une platitude de 6 dB. Compte tenu la résolution de l'analyseur de spectre optique (ASO) de 50 pm, il nous est impossible de visualiser la structure interne de chaque bande spectrale à 3.113 GHz.

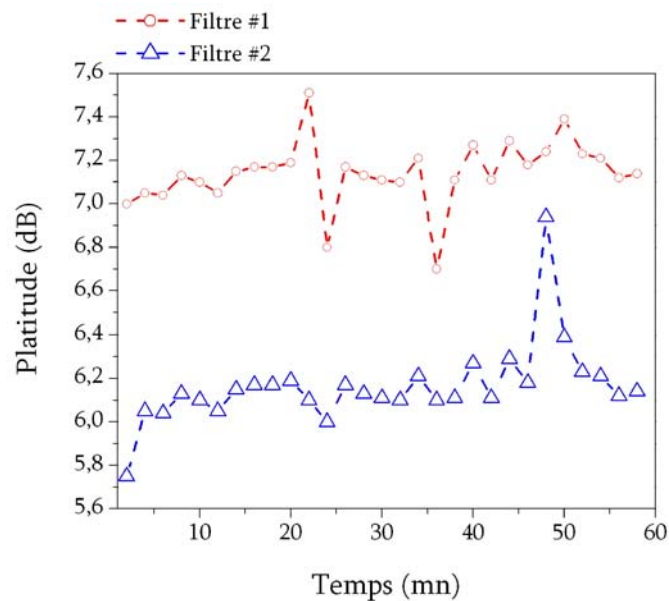


Figure 6.19 : Mesure de la stabilité de l'émission multi-longueurs d'onde au cours du temps.

Afin d'évaluer la stabilité temporelle de l'émission multi-longueurs d'onde, nous avons réalisé une mesure du spectre de sortie du laser avec l'ASO toutes les deux minutes sur une période d'une heure. La figure 6.19 illustre les résultats de cette mesure de stabilité. Pour chacun des filtres, l'émission multi-longueurs d'onde est entretenue au cours du temps. Malgré le fait que notre source ne soit pas stabilisée, les variations de la platitude du spectre sont relativement faibles : 1 dB pour le filtre #1 et 0.7 dB pour le filtre #2. Ceci démontre la robustesse de la méthode consistant à utiliser un décaleur de fréquence pour l'obtention d'une émission multi-longueurs d'onde à température ambiante.

La mesure de la largeur à mi-hauteur des impulsions de chaque bande spectrale a été réalisée en utilisant un oscilloscope à échantillonnage (Agilent 83480A), de bande passante égale à 30 GHz, et un filtre accordable ayant une bande passante de 0.22 nm. Ce filtre permet de sélectionner une bande dans le spectre, et le signal optique est alors détecté à l'aide de la photodiode intégrée à l'oscilloscope. Une nouvelle bande spectrale est sélectionnée et la mesure se poursuit sur l'ensemble de la plage. Afin de ne pas modifier les conditions expérimentales, aucun ajustement de la cavité n'a été réalisé entre les différentes mesures. La puissance lumineuse de chaque bande spectrale a également été mesurée et les résultats sont présentés à la figure 6.20.

Ceux-ci démontrent clairement que le régime multi-longueurs d'onde est obtenu simultanément pour toutes les bandes spectrales et ceci pour les deux filtres. En effet, dans le cas où le filtre #1 est utilisé, la largeur à mi-hauteur des impulsions est de 61 ± 8.5 ps et de 42 ± 2.7 ps pour le filtre #2. Ces valeurs sont inférieures à la largeur de la fenêtre de modulation qui est égale à 160 ps pour une fréquence de modulation de 3.113 GHz. Il est donc avéré que l'accord de phase entre les différents modes constituant le spectre dans chacune des bandes spectrales est obtenu et que le régime d'émission de ce laser est bien un régime de modes bloqués actif et non un régime continu modulé par le modulateur électro-optique. L'analyse de la figure 6.20 indique également la puissance crête des impulsions. Cette puissance est relativement faible, quelques centaines de microwatt seulement. L'utilisation d'un coupleur de sortie 90/10 et les fortes pertes d'insertion du modulateur électro-optique sont à l'origine de ce faible niveau de puissance.

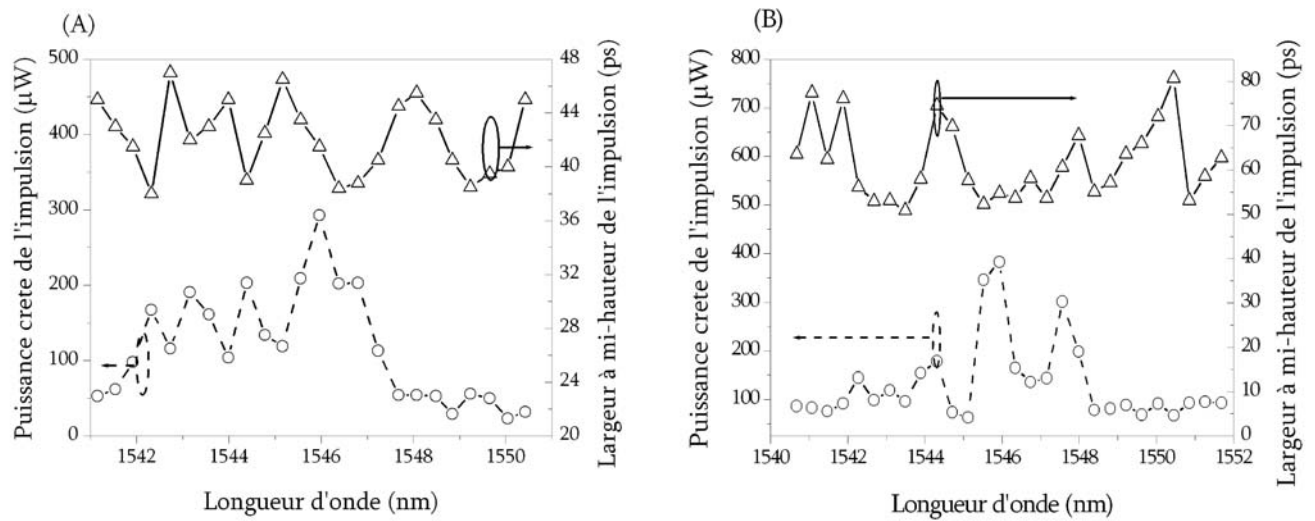


Figure 6.20 : Mesure de la largeur à mi-hauteur et de la puissance crête des impulsions. (A) Filtre #2. (B) Filtre #1.

Afin de s'affranchir des problèmes de résolution liés à l'utilisation de l'oscilloscope, nous avons réalisé une mesure de l'impulsion à l'aide d'un autocorrélateur (Femtochrome FR-103XL) ayant une plage dynamique de mesure de 100 ps.

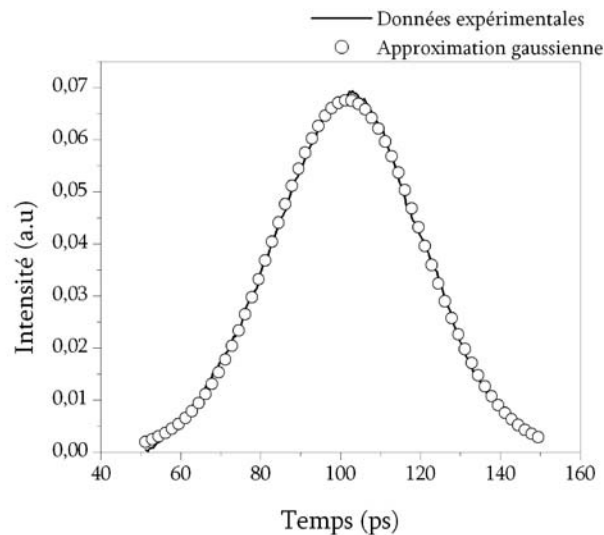


Figure 6.21 : Mesure de l'autocorrélation du train d'impulsions pour la longueur d'onde centrée autour de 1545.92 nm.

Pour cela nous avons, à l'aide du filtre accordable, filtré la bande spectrale centrée autour de la longueur d'onde 1545.92 du spectre présenté à la figure 6.18 (B). La largeur à mi-hauteur des impulsions mesurée à partir de cette trace d'autocorrélation est de 29 ps (figure 6.21). La largeur du spectre correspondant est de 0.136 nm, mesuré à l'ASO de résolution 50 pm, induisant alors un

produit $\Delta\nu.\Delta\tau$ de 0.45. Cette valeur indique que les impulsions sont faiblement chirpées ce qui démontre la bonne qualité de l'émission en régime de modes bloqués.

La mesure du spectre radiofréquence permet d'évaluer la qualité du train d'impulsions. Celle-ci a été réalisée pour les deux configurations. Lorsque le filtre #1 est utilisé, le filtre accordable sélectionne une bande spectrale centrée autour de 1545.92 nm, dans le cadre du filtre #2 la longueur d'onde centrale du spectre est de 1545.123 nm.

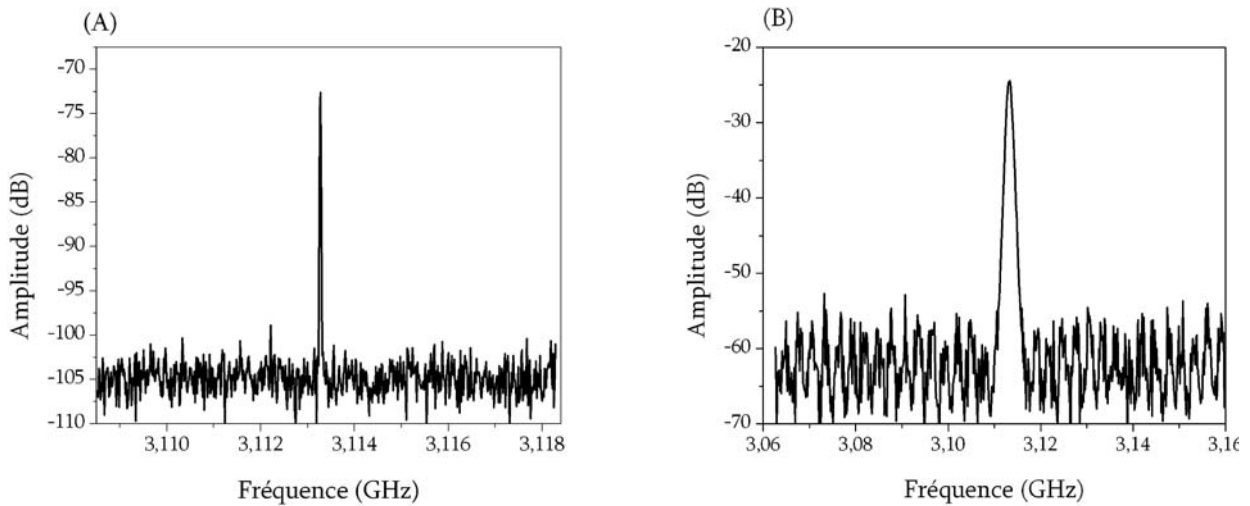


Figure 6.22 : Mesure du spectre radiofréquence. (A) Filtre #1, $\lambda=1545.92$ nm. (B) Filtre #2, $\lambda=1545.123$ nm.

Tout d'abord, nous pouvons remarquer en analysant la figure 6.22, que la fréquence fondamentale du spectre radiofréquence correspond à la fréquence de modulation, soit 3.113 GHz. De plus, il est à noter que dans les deux cas, le rapport signal à bruit (RSB) de ces spectres est supérieur à 35 dB, attestant de la bonne suppression des modes latéraux. Le fait que les modes latéraux (structure modale de fréquence 3 MHz) soient correctement atténués, permet de conclure que les trains d'impulsions générés par cette source sont très uniformes, c'est-à-dire que l'amplitude de ces trains varie faiblement.

La faible dispersion de la cavité et le fait que les longueurs d'onde subissent toutes une propagation dans une même cavité permet d'obtenir une très grande versatilité pour le choix de la fréquence de modulation ainsi que l'indique la figure 6.23. À l'aide de la configuration de la cavité

utilisant le filtre #1, nous avons fait varier la fréquence de modulation et tenter d'obtenir le régime d'émission multi-longueurs d'onde en modes bloqués. Afin d'évaluer la qualité de l'émission lumineuse, nous avons utilisé l'oscilloscope à échantillonnage pour mesurer la largeur à mi-hauteur des impulsions et l'ASO pour l'évaluation de la platitude du spectre de sortie. La fréquence de modulation variait de 2 à 5 GHz par pas de 500 MHz. En analysant la figure 6.23, on remarque que le régime de modes bloqués est obtenu pour toutes les fréquences de modulation. En effet, la largeur à mi-hauteur des impulsions est, à chaque fois, inférieure à la fenêtre de modulation. De plus l'émission multi-longueur d'onde est obtenue avec une platitude variant autour d'une valeur moyenne de 7 dB et ce quelle que soit la fréquence de modulation.

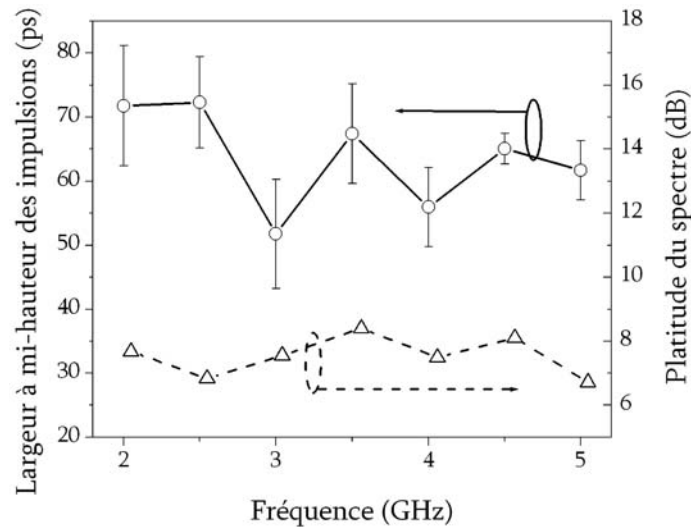


Figure 6.23 : Mesure de la platitude du spectre et de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la fréquence de modulation.

Ces résultats expérimentaux démontrent la faisabilité d'une source laser multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués et utilisant un seul milieu de gain erbium. Ces travaux sont novateurs pour le domaine des sources multi-longueur d'onde car ils constituent la première démonstration d'une émission fortement multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués. Le caractère simultané de l'émission impulsionnelle pour l'ensemble des bandes spectrales a été démontré par la mesure de la largeur à mi-hauteur des impulsions de chaque longueur d'onde. De plus, les qualités de cette source ont été mises en évidence par une mesure de la stabilité de l'émission multi-longueurs d'onde au cours du temps, la mesure du spectre radiofréquence et le calcul du produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$. Cependant, certaines caractéristiques de cette source peuvent être améliorées, comme par

exemple, la largeur à mi-hauteur et le taux de répétition des impulsions ainsi que sa puissance totale. Nous proposons, dans le paragraphe suivant, des solutions permettant d'accroître la qualité de cette source laser.

VI.3.3 Amélioration des caractéristiques de la source

Le but de ce paragraphe est de proposer des solutions permettant d'améliorer les caractéristiques de la source laser étudiée précédemment. Notre travail porte essentiellement sur l'augmentation de la puissance de sortie de la source, la diminution de la largeur à mi-hauteur des impulsions et l'augmentation du taux de répétition du train d'impulsions.

a) Augmentation de la puissance de sortie du laser

Afin d'augmenter la puissance de sortie du laser, nous avons tout d'abord tenté de réduire les pertes de la cavité. À cette fin, nous avons remplacé les connecteurs utilisés pour opérer la jonction entre deux éléments de la cavité par des soudures lorsque cela était possible. De plus, le coupleur de sortie 90/10 a été remplacé par un coupleur 50/50 placé avant le modulateur électro-optique. D'une part, l'augmentation du coefficient de couplage permet d'extraire plus d'énergie de la cavité, et d'autre part, l'insertion du coupleur avant le modulateur entraîne une augmentation de la puissance de sortie du laser puisqu'il s'agit de l'élément ayant les plus fortes pertes d'insertion (de l'ordre de 10 dB). Toutefois, la modification devant nous permettre d'augmenter de façon substantielle la puissance de sortie de la cavité réside dans l'utilisation d'une fibre dopée à l'erbium plus performante et un double pompage. Lors du chapitre II, les performances de deux fibres dopées à l'erbium ont été étudiées et l'étude comparative mentionnait que la fibre de la société Coreactive était de loin plus efficace que la fibre fournie par la compagnie Lucent. De fait, nous utiliserons à présent la fibre de la société Coreactive pompée à l'aide d'un dispositif utilisant deux diodes, délivrant chacune une puissance de 250 mW à une longueur d'onde centrée autour de 1480 nm. L'intérêt d'un double pompage est qu'il maximise le coefficient de gain petit signal de cette fibre afin de compenser les pertes induites par le

modulateur et donc permet d'espérer augmenter de manière non négligeable la puissance de sortie du laser.

b) Amélioration des caractéristiques temporelles de la source

La variation du taux de répétition est inversement proportionnelle à celle de la largeur à mi-hauteur des impulsions. En effet, une augmentation du taux de répétition d'un laser émettant en régime de modes bloqués entraîne une augmentation de la largeur à mi-hauteur du spectre et par voie de conséquence, induit une diminution de la largeur à mi-hauteur des impulsions composant ce train (figure 6.24).

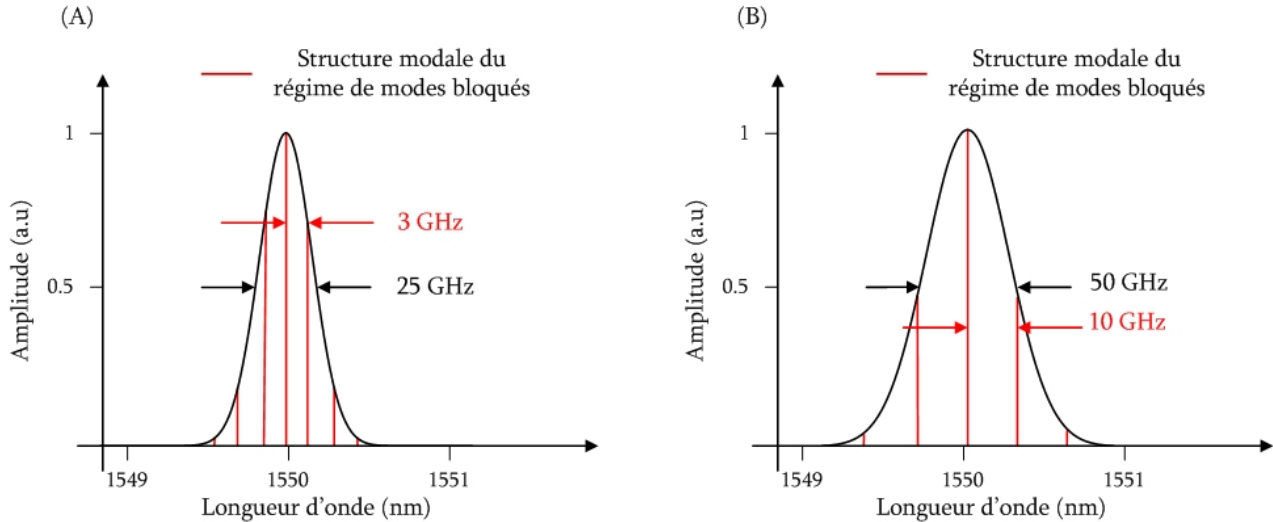


Figure 6.24 : Spectre d'un laser émettant en régime de modes bloqués. (A) Fréquence de modulation : 3GHz. (B) Fréquence de modulation : 10 GHz.

La figure 6.24 (A) illustre le spectre d'un laser émettant en régime de modes bloqués pour une fréquence de modulation de 3 GHz. Le spectre est alors composé d'une structure modale séparé de 3 GHz^[20]. Tandis que pour un taux de répétition de 10 GHz (fig. 6.24 (B)), la structure modale présente un ISL de 10 GHz ce qui signifie que le spectre doit être plus large afin de pouvoir contenir cette nouvelle structure. De plus, dans le cas d'une approximation gaussienne, la largeur à mi-hauteur du spectre est liée à la largeur à mi-hauteur des impulsions par le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau = 0.44$.

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = 0.44 \quad (6.1)$$

où $\Delta\nu$ représente la largeur à mi-hauteur du spectre et $\Delta\tau$, la largeur à mi-hauteur des impulsions. Par conséquent, l'augmentation de la largeur du spectre afin d'obtenir un taux de répétition plus important entraîne une diminution de la largeur des impulsions.

Au regard de ces constatations, nous utiliserons un filtre Fabry-Perot ayant un ISL de 100 GHz et une finesse de 2. Chaque pic composant ce filtre aura une largeur à mi-hauteur de 50 GHz, ce qui sera suffisant pour permettre à la structure modale du régime de modes bloqués à 10 GHz de s'établir. Malheureusement, il nous est impossible d'utiliser la technologie fibrée pour obtenir ce filtre Fabry-Perot. En effet, l'obtention d'un filtre Fabry-Perot fibré (ISL de 100 GHz, finesse de 2) ayant une isolation supérieure à 2 dB n'a pu être réalisée malgré le grand nombre d'expériences menées. Cette faible isolation ne permet pas de sélectionner de manière satisfaisante les bandes spectrales lorsque ce filtre est utilisé dans une cavité laser. Nous avons dû nous résoudre à utiliser un micro étalon Fabry-Perot en espace libre. La transmission de ce filtre est présentée à la figure 6.25.

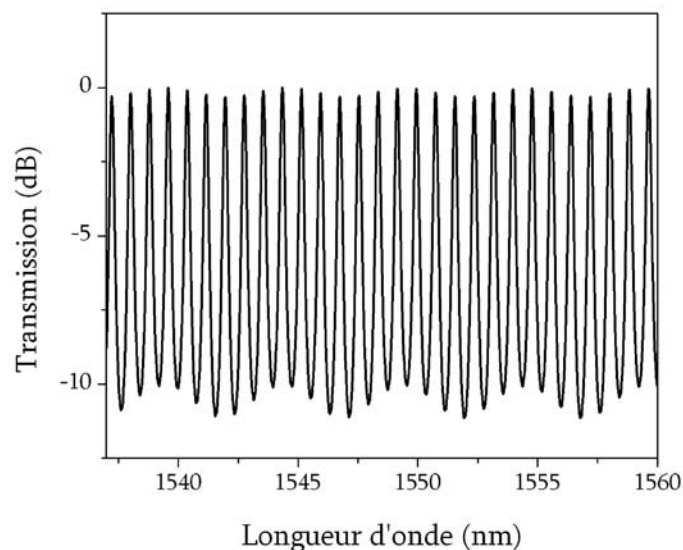


Figure 6.25 : Transmission du micro étalon Fabry-Perot.

Le micro étalon, utilisé en tant que filtre, octroie une très bonne précision de l'ISL et de la finesse, puisque dans notre cas, les variations sont de l'ordre du pourcent.

Par ailleurs, il faut se rappeler que la bande d'émission du laser est limitée par un filtre passe-bande. Si on augmente la largeur à mi-hauteur du filtre et donc son ISL, afin d'augmenter le taux de

répétition et de réduire les impulsions, on diminue par la même occasion le nombre de bandes spectrales pouvant être sélectionnées si le filtre passe-bande utilisé précédemment est conservé. Il est donc nécessaire de concevoir un nouveau filtre passe-bande afin de répondre à ces nouvelles contraintes technologiques. Pour ce faire, la technologie des réseaux de Bragg à pas variable nous semble adaptée à ces contraintes. Le nouveau filtre présente une bande passante supérieure au filtre utilisé dans les réalisations expérimentales précédentes puisque sa fenêtre de transmission s'étend de 1538-1562 nm. Afin de maximiser l'uniformité de la bande passante, il nous semble judicieux que la profondeur du réseau à pas variable écrit dans les plus grandes longueurs d'onde soit plus faible que dans les courtes longueurs d'ondes.

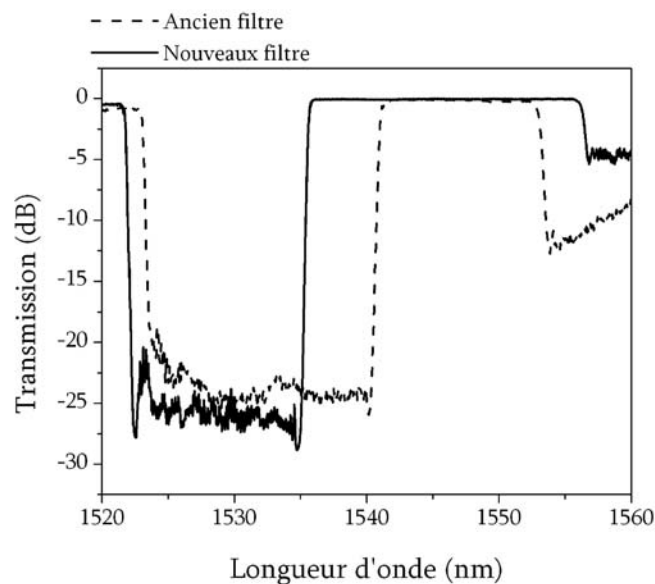


Figure 6.26 : Transmission du filtre passe bande.

En effet, un réseau moins profond signifie que l'amplitude des modes de gaines, à l'origine de la dégradation de la platitude, sera plus faible. L'utilisation de cette technique, nous a permis d'obtenir un filtre ayant une platitude de 0.02 dB. Le fait que le réseau soit moins fort dans les plus longues longueurs d'onde ne dégrade pas les performances de filtrage lorsque celui-ci sera utilisé au sein de la cavité laser. Ceci est dû au fait que le gain de l'erbium dans cette région est moins important⁶, ce qui nous permet de diminuer la force du réseau sans détériorer les propriétés de filtrage du gain du laser.

⁶ figure 2.21.

Jusqu'à présent, nous avons décrit les améliorations possibles de notre cavité et les résultats escomptés. Dans le paragraphe suivant, nous présentons le dispositif expérimental intégrant ces modifications, avant d'en illustrer les performances.

c) Montage expérimental

Le montage expérimental contenant toutes les modifications décrites précédemment est présenté à la figure 6.27. Le milieu de gain est une fibre optique dopée à l'erbium de 7 mètres de long fournie par la société Coreactive. Cette fibre est pompée à l'aide de deux diodes lasers semi-conductrices émettant chacune une puissance de 250 mW à la longueur d'onde de 1480 nm. Cette configuration de double pompage est utilisée afin de compenser les 18 dB de pertes de la cavité, dont 13 dB sont directement imputables au modulateur électro-optique.

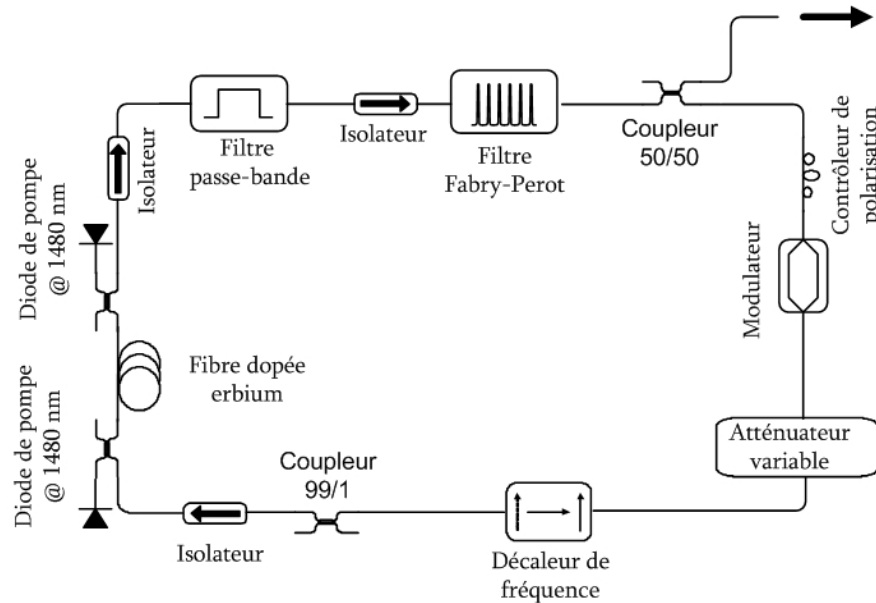


Figure 6.27 : Dispositif expérimental d'une source laser multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués actif avec un taux de répétition de 10 GHz.

Afin d'obtenir le régime de modes bloqués, nous utilisons un modulateur électro-optique commandé par un signal radiofréquence, de forme sinusoïdale et de fréquence 10 GHz, délivré par un générateur de fonction (HP 83731B). L'obtention de la structure modale à 10 GHz au sein de la cavité nécessite de modifier le dispositif de sélection des bandes spectrales. Il s'agit, à présent, d'un filtre

passé-bande dont la fenêtre de transmission s'étend de 1538-1562 nm (figure 6.26) et le dispositif de sélection des bandes spectrales réside en un micro étalon Fabry-Perot utilisé en espace libre (Micron-Optics). Ce filtre possède un ISL de 100 GHz et une finesse de 2. Chaque pic de transmission a donc une largeur à mi-hauteur de 50 GHz (figure 6.25). Afin de maximiser l'efficacité de filtrage et de minimiser les pertes d'insertion, ce filtre est utilisé avec un système de collimation de faisceau en espace libre relié à des fibres optiques. Enfin, une augmentation substantielle de la puissance de sortie de ce laser est attendue au travers de l'utilisation d'un coupleur de sortie 50/50. Ce dernier est placé avant le modulateur électro-optique afin de s'affranchir des pertes importantes de cet élément. L'atténuateur variable et le décaleur de fréquence restent inchangés.

d) Résultats expérimentaux

Les améliorations proposées de notre cavité ayant été mises en œuvre dans le montage expérimental, nous présentons les résultats obtenus et tentons, au travers de leur analyse, de valider les performances escomptées. La figure 6.28 illustre le spectre de sortie du laser obtenu avec un ASO de résolution 10 pm.

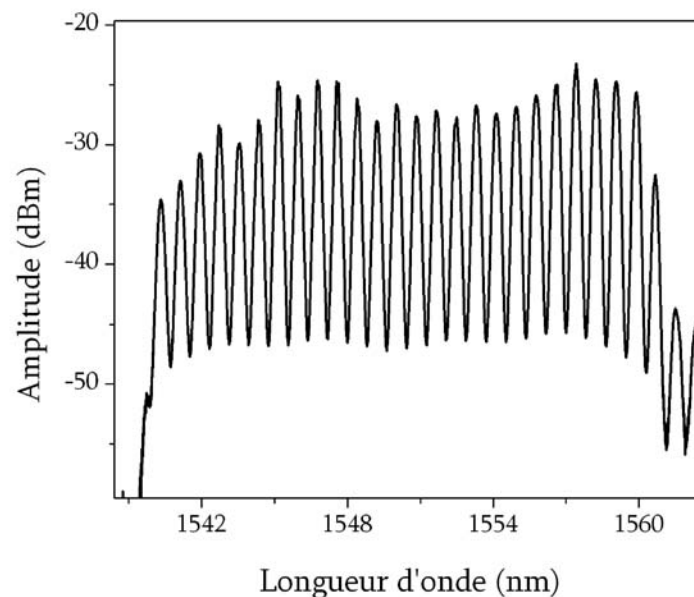


Figure 6.28 : Spectre de sortie du laser multi-longueurs d'onde.

Ce spectre est composé de 25 longueurs d'onde réparties entre 1540 et 1560 nm et séparées de 100 GHz. Le rapport signal à bruit est supérieur à 20 dB dans la limite de résolution de 10 pm imposée par l'ASO, sa platitude est de 6.8 dB et la puissance totale de sortie du laser est de 1 mW. Les variations résiduelles de l'amplitude des pics à l'intérieur du spectre sont dues aux imperfections de la compensation de la non uniformité du gain. En effet, la platitude du gain est assurée par le contrôle de la longueur de la fibre dopée erbium et les pertes totales de la cavité.

En ce qui concerne les caractéristiques temporelles du laser, nous avons, tout d'abord, déterminé la largeur à mi-hauteur des impulsions. Au vu de l'ordre de grandeur escompté de ce paramètre (15 ps), il n'est pas possible d'utiliser l'oscilloscope à échantillonnage pour réaliser cette mesure (résolution 33 ps). Toutes les mesures des largeurs à mi-hauteur des impulsions ont donc été réalisées à partir des traces d'autocorrélation des trains d'impulsions correspondant à chaque bande spectrale. Afin de pouvoir calculer le produit $\Delta\nu\Delta\tau$, nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur des différents spectres en utilisant un ASO de résolution 10 pm. Le protocole expérimental de nos mesures demeure inchangé et les résultats expérimentaux sont présentés à la figure 6.29.

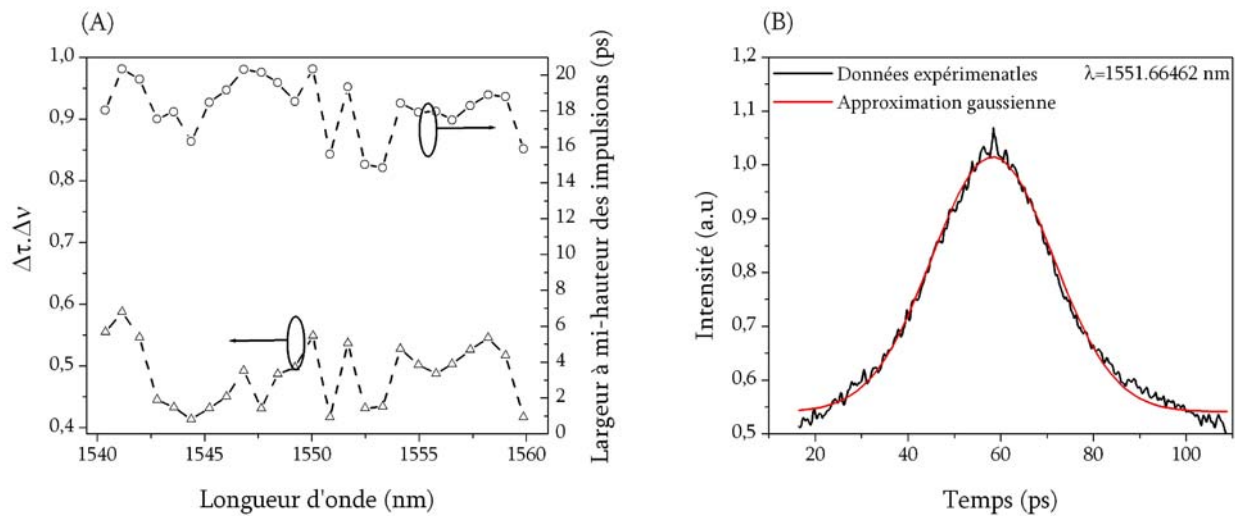


Figure 6.29 : Caractéristiques temporelles. (A) Largeur à mi-hauteur des impulsions et produit $\Delta\nu\Delta\tau$. (B) Trace d'autocorrélation du train d'impulsions ($\lambda=1551.66462$ nm).

L'analyse de la figure 6.29 démontre que le régime de modes bloqués est obtenu de manière simultanée pour toutes les bandes spectrales. En effet, la largeur moyenne des impulsions est de 18 ± 1.6 ps ce qui bien inférieur à la fenêtre de modulation lorsqu'un signal sinusoïdale de fréquence 10

GHz est utilisé (50 ps). De plus, le graphe (A) indique que le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ vaut 0.48 ± 0.05 pour une limite théorique de 0.44 dans le cadre de l'approximation gaussienne. Un produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ proche de la valeur théorique signifie que les impulsions émises par cette source sont faiblement chirpées. La figure 6.29 (B), quant à elle, montre que la trace est faiblement bruitée et bien approximée par une fonction gaussienne. Malgré le moyennage occasionné par l'autocorrélation, nous ne pouvons qu'être optimiste en ce qui concerne l'uniformité du train d'impulsion.

Afin de la vérifier, nous avons mesuré le spectre radiofréquence du champ optique issue de la même bande spectrale (1551.66462 nm). La figure 6.30 illustre que la fréquence du train d'impulsions est de 10.004 GHz, ce qui correspond à la fréquence de modulation utilisée pour commander le modulateur électro-optique. Le rapport signal à bruit de ce spectre radiofréquence est supérieur à 30 dB. La suppression des modes latéraux dans un rapport de 30 dB, permet de conclure que l'amplitude du train d'impulsions est très uniforme. Ce résultat est excellent étant donné qu'aucun système de stabilisation du taux de répétition n'a été utilisé au cours de ces expériences.

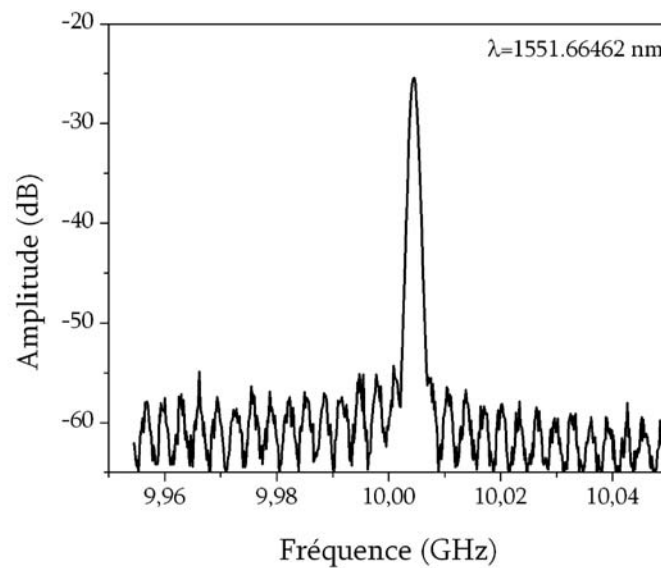


Figure 6.30 : Spectre radiofréquence du champ optique ($\lambda=1551.66462$ nm).

L'analyse de ces résultats expérimentaux dévoile que plusieurs caractéristiques de la cavité ont été améliorées. L'analyse comparative de ces caractéristiques entre le montage d'origine et le montage intégrant les améliorations est présentée au tableau 6.2.

Tableau 6.2 : Caractéristiques de la source multi-longueur d'onde émettant en régime de modes bloqués.

Paramètres	Source à l'origine	Source modifiée
Référence	[11]	[21]
Nombre de longueur d'onde	24-28	25
Platitude du spectre [dBm]	6-7	6.8
Rapport signal à bruit, spectre optique [dBm]	30	25
Puissance totale [dBm]	-6	0
Taux de répétition [GHz]	3	10
Largeur à mi-hauteur des impulsions [ps]	29	18
Produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$	0.45	0.48
Rapport signal à bruit, spectre radiofréquence [dB]	35	35

Tout d'abord, nous pouvons constater que les solutions proposées dans la section précédente ont permis d'atteindre les objectifs fixés, à savoir l'augmentation du taux de répétition, la diminution de la largeur à mi-hauteur des impulsions, et l'augmentation de la puissance totale de la source. En effet, cette nouvelle configuration permet d'obtenir une puissance totale de 0 dBm (respectivement -6 dBm à l'origine), un taux de répétition de 10 GHz (respectivement 3 GHz) et une largeur des impulsions de 18 ps (respectivement 29 ps). En outre, ces améliorations n'ont pas été obtenues au détriment d'autres caractéristiques qui étaient déjà satisfaisantes dans le montage d'origine. Nous pensons notamment au nombre de longueurs d'onde qui demeure important grâce à un élargissement de la bande d'opération du laser. La platitude du spectre est sensiblement équivalente dans les deux configurations, et pourrait être améliorée par un contrôle plus adéquat de l'uniformité du gain du milieu amplificateur. Les qualités temporelles de cette source sont aussi remarquables si l'on considère qu'aucun système de stabilisation n'a été utilisé au cours de ces réalisations expérimentales. Le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ reste proche de la limite théorique ce qui permet de conclure que les impulsions sont faiblement chirpées. De plus, le rapport signal à bruit de spectre radiofréquence de plusieurs dizaines de dB indique que l'amplitude du train d'impulsion est très uniforme.

VI.3.4 Discussion

Avant de clore la démonstration expérimentale de la faisabilité d'un laser multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués actif et utilisant l'erbium comme milieu de gain, il nous paraît important de discuter de certaines particularités de ce laser. Tout d'abord, nous démontrerons que le décaleur de fréquence est l'élément indispensable à l'obtention de l'émission multi-longueurs d'onde. Puis, nous étudierons la structure modale de ce laser et nous mettrons en évidence les différences existantes avec la structure de modes de cavité observée en régime continu. Enfin, nous présenterons l'étude des caractéristiques de cette source en terme d'uniformité du train d'impulsions et de fréquence de modulation.

a) Importance du décaleur de fréquence

La cavité laser opérant en régime de modes bloqués est plus complexe que celles étudiées auparavant et ceci est dû notamment à l'ajout du modulateur électro-optique. Nous devons donc nous assurer que le décaleur de fréquence est toujours le dispositif à l'origine de l'émission multi-longueurs d'onde. La vérification élémentaire consiste à utiliser la configuration présentée à la figure 6.27 sans le décaleur de fréquence. En effet, si le spectre de sortie de ce laser, sans décaleur, est multi-longueurs d'onde alors l'origine de l'émission multicanaux ne peut pas lui être imputable.

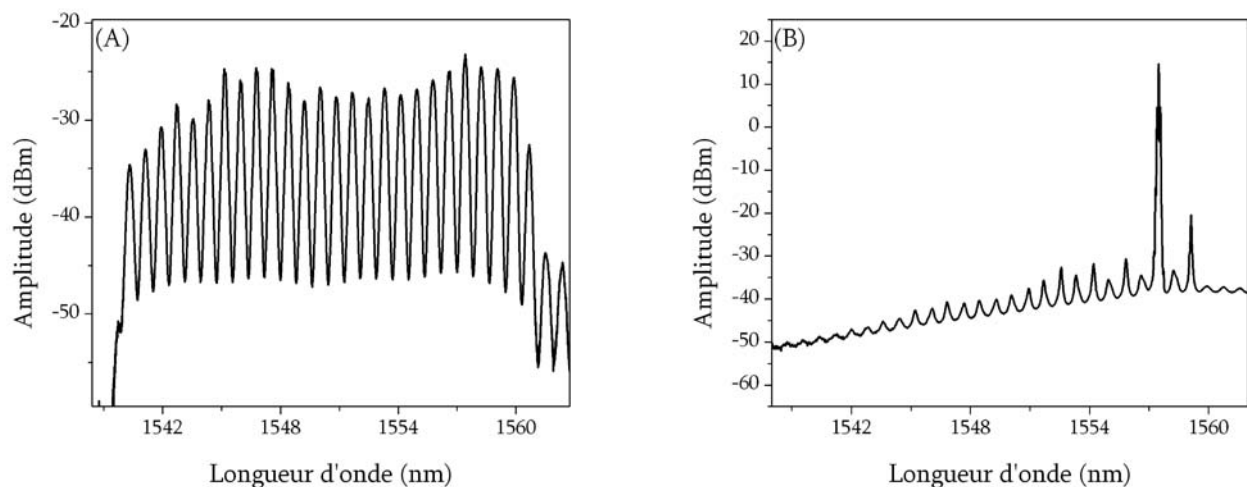


Figure 6.31 : Spectres de sortie obtenus avec la configuration présentée à la figure 6.27. (A) Avec décaleur de fréquence. (B) Sans décaleur de fréquence.

Le spectre de sortie de ce laser sans décaleur est présenté à la figure 6.31 (B) et pour comparaison la figure 6.31 (A) représente le spectre de sortie lorsque la cavité comporte le décaleur en fréquence. Ainsi que nous l'avons énoncé auparavant, la présence du décaleur de fréquence provoque l'apparition d'un régime fortement multi-longueurs d'onde (figure 6.31 (A)). Sans cet élément, le spectre de sortie du laser ne comporte qu'une seule bande spectrale (figure 6.31 (B)) et celle-ci correspond à la bande ayant le gain le plus important. Cette démonstration permet de conclure que le décaleur de fréquence est l'élément de la cavité responsable de l'émission multi-longueurs d'onde.

b) Structure modale du régime de modes bloqués

Les résultats expérimentaux du paragraphe précédent présentaient une structure modale bien définie, mesurée à l'aide du spectre radio fréquence (figures 6.22 et 6.30). Cette observation est confirmée par la figure 6.32 qui représente la mesure du spectre radiofréquence sur une plage plus importante et ce, pour une fréquence de modulation égale à 3.113 GHz. L'analyse de la figure 6.32 montre que le spectre radiofréquence comprend la fréquence fondamentale de modulation mais également plusieurs harmoniques. Ce résultat est typique des lasers émettant en régime de modes bloqués classique, c'est-à-dire de ceux qui n'utilisent pas de décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. Si l'on se réfère à l'étude des propriétés spectrales de ce laser (cf. chapitre IV), ce résultat peut sembler quelque peu surprenant.

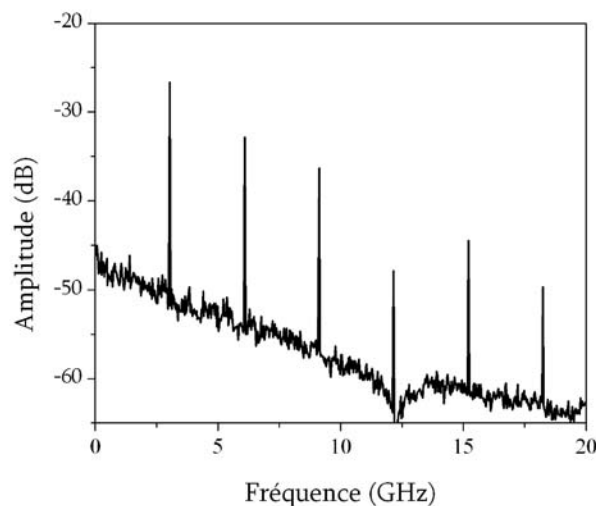


Figure 6.32 : Spectre radiofréquence pour la bande centrée autour $\lambda = 1545.92$ nm.

En fait, contrairement au régime continu, le régime de modes bloqués pour ce laser sous-entend une condition de stationnarité. Pour en être convaincu, il nous suffit de raisonner sur les graphes de la figure 6.33.

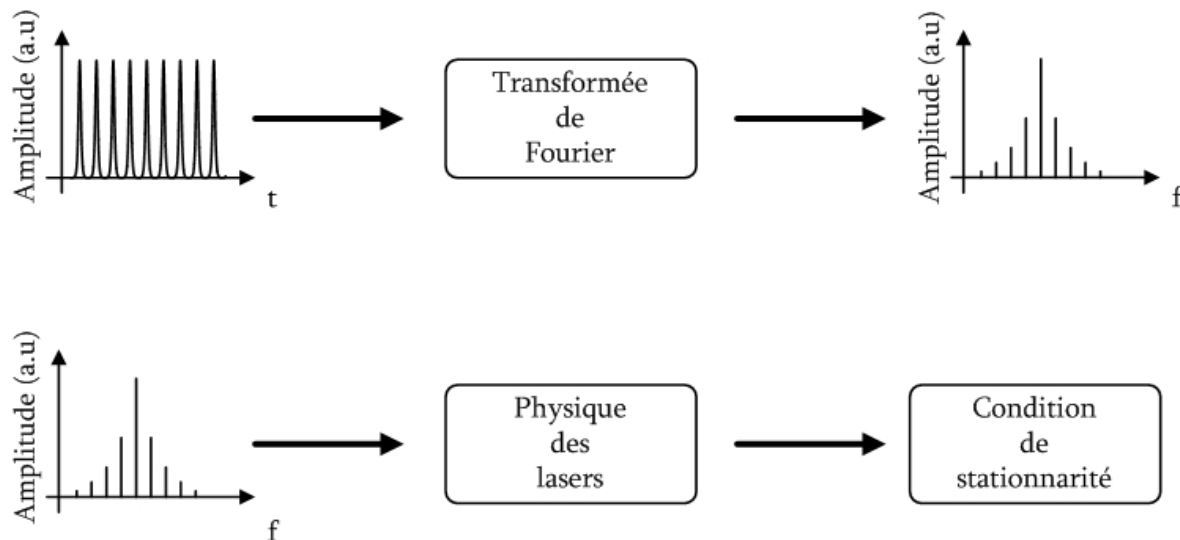


Figure 6.33 : Démonstration de la présence d'une condition de stationnarité.

Tout d'abord, si l'on considère un train d'impulsions, la transformée de Fourier de ce train donne, un spectre de modes discrets. La séparation entre chacun de ces modes correspond à la fréquence du train d'impulsion, tandis que la largeur à mi-hauteur du spectre correspond à l'inverse de la largeur à mi-hauteur d'une impulsion. Enfin, la forme du spectre est liée à la forme de l'impulsion. Tous ces résultats proviennent de la théorie de la transformée de Fourier, à ce stade du raisonnement nous n'avons pas eu besoin de faire appel à des concepts de la physique des lasers. Cependant, si le spectre est composé d'un nombre fini de modes aux fréquences distinctes et stables, alors la physique des lasers nous apprend qu'une condition de stationnarité doit exister au sein de la cavité. En effet la création de modes de cavité au cœur d'un laser provient d'un processus d'interférence. Pour que ce processus puisse s'établir, il faut que le champ optique ayant subi une propagation dans cette structure résonnante, soit en accord de phase. Cet accord de phase constitue une condition de stationnarité. En conséquence, notre laser admet bien une structure modale en régime de modes bloqués actifs mesurable à l'aide du spectre radiofréquence et ce, contrairement au régime continu où le spectre du laser est un continuum de fréquence (figure 5.23).

c) Uniformité du train d'impulsions

Lors de nos réalisations expérimentales, la qualité du train d'impulsions a été évaluée par le spectre radiofréquence. L'uniformité de ce train peut être prédite en évaluant le rapport signal à bruit entre l'amplitude de la fréquence fondamentale et l'amplitude des modes latéraux. Plus ce rapport est élevé, plus l'amplitude du train d'impulsions est uniforme. Cependant cette mesure n'est qu'une approximation de l'uniformité du train d'impulsion et donc de la qualité du régime de modes bloqués. Il nous paraît important de mesurer une trace temporelle délivrée par ce laser à l'aide d'un oscilloscope rapide afin d'avoir une mesure directe à partir de laquelle nous pouvons évaluer la qualité du train d'impulsions.

Des limitations d'ordre matériel/technologique, sont néanmoins à considérer. En effet, dans la mesure où l'oscilloscope à échantillonnage dont nous disposons présente une bande passante limitée à 30 GHz, nous devons nous assurer que le train d'impulsions à mesurer n'est pas limité par la résolution du dispositif de mesure. Afin de simplifier le dispositif expérimental, l'étude de l'uniformité du train d'impulsion ne sera réalisée que pour une seule longueur d'onde. Pour ce faire, nous avons élaboré une cavité utilisant un filtre spectral de largeur à mi-hauteur 25 GHz, dont le rôle sera de limiter la largeur des impulsions délivrées par la source à 80 ps.

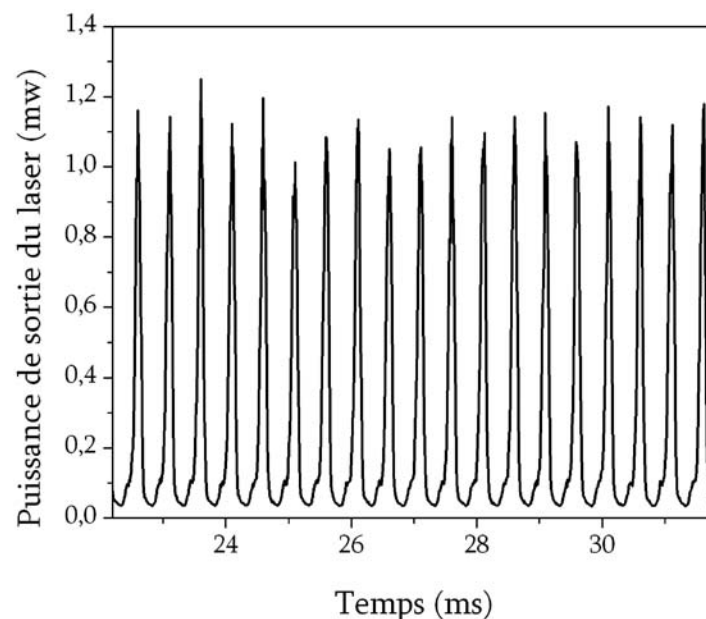


Figure 6.34 : Puissance de sortie du laser émettant en régime de modes bloqués.

Ces impulsions pourront alors être détectées à l'aide de l'oscilloscope à échantillonnage. Pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment, nous limiterons le taux de répétition de ce train d'impulsions en utilisant une fréquence de modulation de 2 GHz. La figure 6.34 présente le train d'impulsions détecté à l'aide de l'oscilloscope à échantillonnage de bande passante 30 GHz. Le train d'impulsion obtenu à l'aide d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction et émettant en régime de modes bloqués est relativement uniforme (variation inférieure à 20 % crête à crête). L'instabilité de la cavité, provoquant de légères modifications des paramètres, comme par exemple celui de l'indice de réfraction, est à l'origine des faibles variations de l'amplitude de ce train. Cette expérience démontre que la nature du train d'impulsions délivrée par ce type de laser est uniforme et non aléatoire.

d) Fréquence de modulation

Notre cavité utilise le décaleur de fréquence dans le but d'obtenir l'émission multi-longueurs d'onde. Nous avons démontré que cet élément était essentiel pour l'obtention d'une émission simultanée de plusieurs bandes spectrales en régime de modes bloqués. On peut toutefois s'interroger de l'effet de ce décalage en fréquence sur la fréquence de modulation elle-même et par voie de conséquence, sur le taux de répétition du train d'impulsions. Dans le cas d'un laser émettant en régime de modes bloqués classique, c'est-à-dire sans l'utilisation du décaleur de fréquence, la fréquence de modulation est un multiple entier de la fréquence de la cavité pour le cas harmonique. Au travers de ce qui suit, nous proposons de vérifier si ceci est toujours le cas lorsqu'un décaleur de fréquence est utilisé dans la cavité laser.

Dans un premier temps, nous devons mesurer la fréquence de la cavité (ISL), à l'aide de la méthode présentée au chapitre III et basée sur l'utilisation de l'analyseur de spectre radiofréquence. Nous avons donc réalisé la mesure de l'ISL d'une cavité incluant le décaleur de fréquence et le modulateur électro-optique afin que le résultat tienne compte des longueurs de fibre optique qu'implique l'utilisation de ces composants dans la cavité. Cependant, afin d'obtenir un régime d'opération continu nécessaire à la mesure de l'ISL, le modulateur électro-optique n'est pas commandé

par un signal de modulation. Malgré les pertes importantes induites par le modulateur, il nous a été possible de réaliser cette mesure. Pour cette configuration de laser, l'ISL de la cavité valait 4.207775 MHz ce qui correspond à une longueur de cavité d'environ 49 mètres. Une évaluation sommaire des longueurs de fibre composant la cavité confirme ce résultat.

Il s'agit à présent d'évaluer la fréquence de modulation fondamentale. Pour cela, nous avons utilisé la propriété du régime de modes bloqués harmonique. En effet, lorsque ce régime est obtenu pour une fréquence de modulation donnée, cette fréquence est égale à $k.f_0$, f_0 étant la fréquence fondamentale de modulation qui dans le cas d'une cavité classique est égale à l'ISL de cette dernière. À l'aide d'un générateur de signal radiofréquence, nous faisons varier la fréquence de modulation jusqu'à obtenir de nouveau le régime de modes bloqués, dans ce cas la fréquence de modulation est alors égale à $(k+1).f_0$. En différenciant ces deux fréquences, il nous est alors possible d'évaluer la fréquence fondamentale de modulation f_0 . La figure 6.35 présente les traces temporelles mesurées à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage de bande passante 30 GHz pour différentes fréquences de modulation. Au cours de cette expérience, nous avons fait varier la fréquence de modulation à partir de $k.f_0$ et avec un pas de 100 kHz. Le régime de modes bloqués suivant a été obtenu pour la fréquence $k.f_0 + 5.2409$ MHz. La fréquence fondamentale est donc égale à 5.2409 MHz et ne correspond pas à l'ISL de la cavité (4.207775 MHz). Ce résultat est original et différent d'un régime de modes bloqués classique. Le décalage en fréquence a donc un effet sur la fréquence de modulation car cette dernière est plus importante que l'ISL de la cavité.

L'analyse du fonctionnement de ce laser montre plusieurs particularités par rapport à un fonctionnement classique. Tout d'abord, nous avons démontré au cours du chapitre V, qu'un laser utilisant un décaleur de fréquence ne présentait pas de structure modale. Cependant, lorsque ce même laser est opéré dans un régime de modes bloqués une structure modale clairement définie apparaît et la fréquence de ces modes correspond au taux de répétition du train d'impulsions. En outre la fréquence fondamentale de modulation ne correspond pas à l'ISL de la cavité. Afin d'expliquer ces particularités et de comprendre la dynamique reliée à ce régime, nous avons réalisé une étude théorique approfondie, que nous détaillons dans le paragraphe suivant.

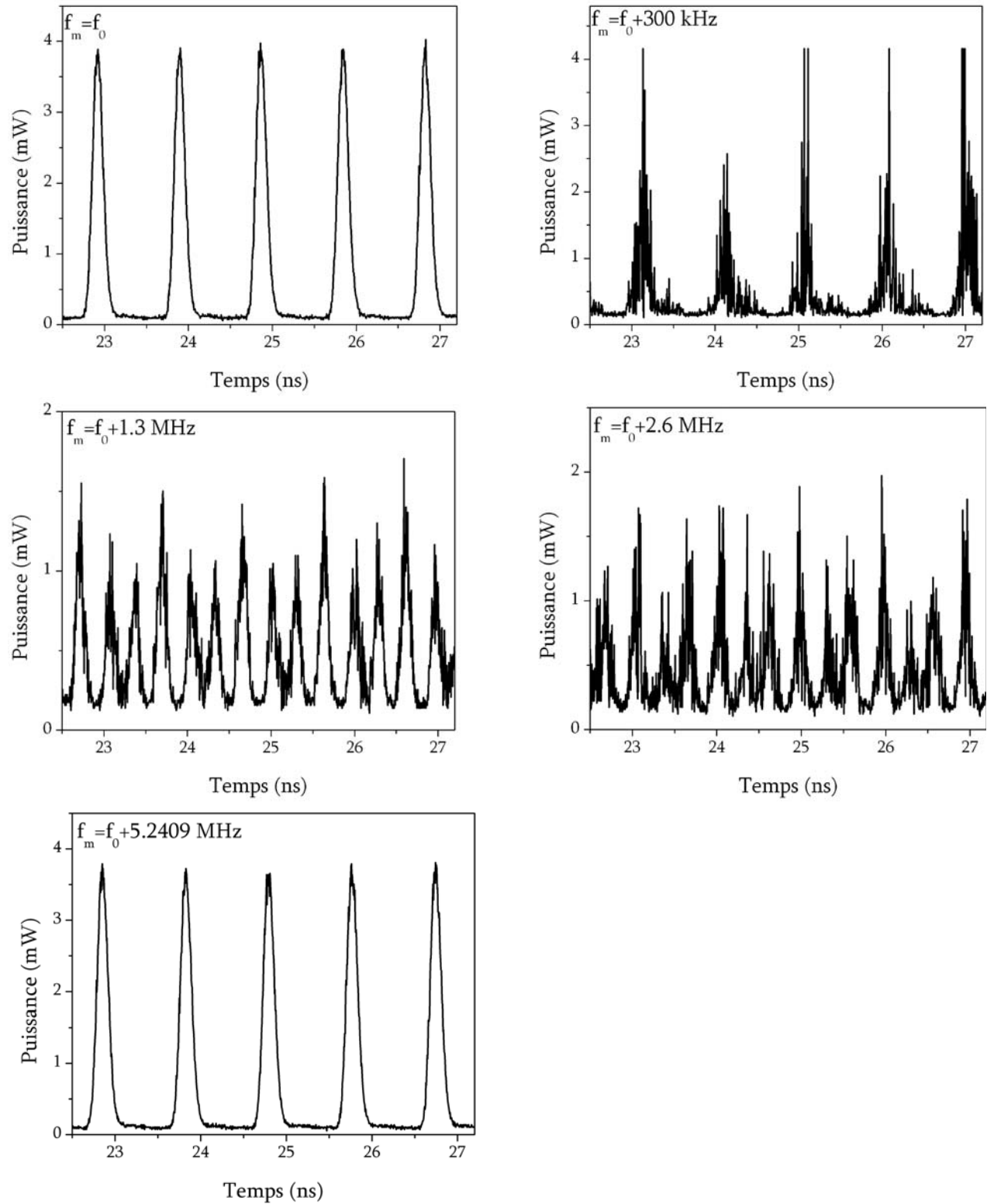


Figure 6.35 : Mesure des traces temporelles à l'aide de l'oscilloscope à échantillonnage pour plusieurs fréquences de modulation.

VI.4 Investigations théoriques

L'objet de cette section est de comprendre les particularités mises en évidence lors des expériences précédentes. Dans un premier temps, nous utiliserons un modèle analytique afin de caractériser certains paramètres de la cavité comme la fréquence de modulation, les largeurs à mi-hauteur du spectre et des impulsions. Ce modèle est un modèle gaussien décrit par Siegman^[22]. Il s'agit d'une description académique souvent utilisée afin d'appréhender aisément la dynamique d'un régime de modes bloqués. Sa simplicité permet d'obtenir des résultats analytiques pour plusieurs paramètres de la cavité. Dans un second temps, nous validons les résultats obtenus par ce modèle analytique simplifié à l'aide d'un modèle numérique basé sur le modèle d'ondes propagatives décrit au chapitre IV. Enfin, nous étudierons la dynamique de notre laser émettant en régime de modes bloqués après avoir apporté plusieurs modifications au modèle portant essentiellement sur l'ajout de la phase afin d'obtenir un modèle en champ plutôt qu'en intensité.

VI.4.1 Modèle gaussien analytique

Bien que les cavités laser émettant en régime de modes bloqués soient relativement complexes, il est possible de décrire leur fonctionnement à l'aide d'un modèle analytique. Pour ce faire, un certain nombre d'approximations sont nécessaires, mais celles-ci demeurent valides dans la plupart des réalisations expérimentales. L'approximation essentielle considère que chaque élément, composant la cavité, possède une réponse spectrale ou temporelle gaussienne. Les calculs analytiques, notamment dans le cas de la transformée de Fourier, sont alors sensiblement simplifiés. Dans ce qui suit, nous appliquons ce modèle gaussien à notre cavité. Tout d'abord, nous présentons le concept de ce modèle avant de réaliser les calculs dans le cas d'une cavité laser émettant en régime de modes bloqués et utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction.

a) Description du modèle gaussien

La première description d'une cavité laser émettant en régime de modes bloqués à l'aide d'un modèle gaussien a été proposée par Kuizenga et al^{[20]-[22]}. Ce modèle décrit la propagation d'une impulsion gaussienne à l'intérieur d'une cavité laser (figure 6.36). L'idée directrice est de définir les réponses spectrales ou temporelles des différents éléments composant la cavité à l'aide de fonctions gaussiennes



Figure 6.36: Représentation schématique du modèle gaussien.

La définition générale d'une impulsion gaussienne est donnée par la formule suivante :

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{(-\alpha_{env} t^2)} e^{j(\omega_p t + \beta t^2)} \quad (6.1)$$

où α_{env} détermine l'enveloppe gaussienne de l'impulsion, $j\beta t$ le glissement de fréquence linéaire, couramment appelé le *chirp* et, ω_p la pulsation de l'impulsion.

On peut alors définir la constante complexe suivante :

$$\gamma = \alpha_{env} - j\beta \quad (6.2)$$

qui permet de simplifier l'expression définissant une impulsion gaussienne :

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{-\gamma t^2} e^{j\omega_p t} \quad (6.3)$$

La modélisation de la propagation de cette impulsion à l'intérieur du milieu de gain nécessite d'en connaître le spectre. En effet, un milieu de gain est très simplement défini dans le domaine spectral comme nous le verrons dans la suite de cette section. La transformée de Fourier de cette impulsion est :

$$E(\omega) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} e^{-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{4\gamma}} \quad (6.4)$$

Il est intéressant à ce stade-ci d'évaluer la largeur à mi-hauteur du spectre, $\Delta\nu$ mais aussi de l'impulsion gaussienne, τ_p . Ces deux quantités peuvent être calculées en utilisant les définitions suivantes:

$$\begin{cases} \tau_p = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\alpha_{\text{env}}}} \\ \Delta\nu = \frac{1}{\pi} \sqrt{2\ln 2 \left[\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\alpha_{\text{env}}} \right]} \end{cases} \quad (6.5)$$

Le produit $\Delta\nu \cdot \tau_p$ s'obtient alors par la formule suivante :

$$\Delta\nu \cdot \tau_p = \left(2\ln \frac{2}{\pi} \right) \sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha_{\text{env}}} \right)^2} \quad (6.6)$$

Ce produit permet d'évaluer la qualité des impulsions produites par des sources lasers émettant en régime de modes bloqués. Lorsque ce produit est proche de la limite théorique de 0.44 ($\beta=0$), les impulsions fournies par la source sont très faiblement chirpées.

Concernant le milieu de gain, il est usuel de le modéliser en champ dans le domaine spectral comme suit,

$$g(\omega) = e^{\frac{g_0}{1 + 2j \frac{(\omega - \omega_a)}{\Delta\omega}}} \quad (6.7)$$

où g représente le gain petit signal du milieu actif à la pulsation centrale ω_a , et $\Delta\omega$, la largeur à mi-hauteur de la réponse spectrale de la courbe de gain. Cependant, la largeur à mi-hauteur du spectre du laser est largement inférieure à $\Delta\omega$, par conséquent $(\omega - \omega_a)/\Delta\omega \ll 1$, ce qui nous permet d'utiliser un développement en série afin de simplifier l'expression (6.7). On obtient alors :

$$g(\omega) \simeq \text{Ge}^{\left[-2jg_0 \left(\frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} \right) - 4g_0 \left(\frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} \right)^2 \right]} \quad (6.8)$$

avec $G=e^g$. La réponse spectrale du gain suit maintenant une loi gaussienne. La propagation d'une impulsion dont le spectre est gaussien à travers ce milieu conserve sa nature gaussienne ce qui permet un développement analytique simple.

Après sa propagation dans le milieu de gain, l'impulsion doit traverser un modulateur électro-optique permettant d'obtenir le régime de modes bloqués. La transmission en champ d'un modulateur en amplitude de type Mach-Zehnder est définie par la formule suivante dans le domaine du temps^[22] :

$$m(t) = e^{-2\delta \sin^2(\omega_m t)} \quad (6.9)$$

où δ et ω_m représentent respectivement la force et la pulsation de la modulation.

La description temporelle d'un régime de modes bloqués prévoit que l'impulsion, qui se propage dans la cavité, traverse le modulateur électro-optique lorsque celui ci admet une transmission maximale. En tenant compte de cette dynamique et en considérant que l'impulsion est beaucoup plus étroite que la fenêtre de modulation, on peut approximer la transmission du modulateur par la fonction gaussienne suivante :

$$m(t) \simeq e^{-2\delta(\omega_m t)^2} \quad (6.10)$$

Cette approximation est valide de part et d'autre du maximum de transmission mais plus contestable au fur et à mesure que l'on s'écarte de ce point. Toutefois, elle demeure valide compte tenu de la dynamique du régime de modes bloqués mais également par le fait qu'expérimentalement les impulsions mesurées sont toujours plus étroites que la fenêtre de modulation. Enfin, la description des pertes et de la phase cumulée par l'impulsion, au cours de sa propagation, peuvent être modélisées comme suit :

$$E_{\text{out}}(t) = \alpha E_{\text{in}} \left(t - \frac{2L}{v_g} \right) \quad (6.11)$$

Dans cette équation, α représente les pertes cumulées le long de la cavité, L la longueur de cette cavité et v_g la vitesse de groupe.

À ce stade du raisonnement, la modélisation de chaque élément de la cavité suit une loi gaussienne. Il est alors possible de définir une représentation analytique du champ ayant subi une propagation à l'intérieur de cette cavité à l'aide de l'équation 6.12.

$$E_{\text{pro}}(t) = \frac{\alpha E_0 G}{4\sqrt{\gamma A}} e^{-\frac{\left[\left(t - \frac{2L}{v_g}\right) - B\right]^2}{4A}} e^{j\omega_a \left(t - \frac{2L}{v_g}\right)} e^{\delta\omega_m^2 \left[\left(t - \frac{2L}{v_g}\right) - B\right]^2} \quad (6.12)$$

avec

$$\begin{cases} A = \frac{1}{4\gamma} + \frac{4g}{\Delta\omega^2} \\ B = \frac{2g}{\Delta\omega} \end{cases}$$

Pour obtenir une solution en régime stationnaire, l'enveloppe de l'impulsion doit traverser le modulateur électro-optique lorsque la transmission de ce dernier est maximale. Cette propriété physique est symbolisée par l'équation :

$$E(t - T_m) e^{-j\varphi} = E_{\text{pro}}(t) \quad (6.13)$$

où T_m représente la période de la modulation et φ un terme de phase. En remplaçant l'expression de $E_{\text{pro}}(t)$ (équation 6.12), on obtient l'équation fondamentale suivante :

$$\frac{E_0}{2} e^{-\gamma(t - T_m)^2} e^{j\omega_a(t - T_m)} e^{-j\varphi} = \frac{\alpha E_0 G}{4\sqrt{\gamma A}} e^{-\frac{\left[\left(t - \frac{2L}{v_g}\right) - B\right]^2}{4A}} e^{j\omega_a \left(t - \frac{2L}{v_g}\right)} e^{\delta\omega_m^2 \left[\left(t - \frac{2L}{v_g}\right) - B\right]^2} \quad (6.14)$$

En égalisant le membre de droite de l'équation (6.14) avec celui de gauche, on obtient alors le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_m = 2 \frac{L}{c} + B \\ \gamma = \frac{1}{4A} + \delta \omega_m^2 \\ e^{-j\varphi} = \frac{\alpha G}{2\sqrt{\gamma A}} e^{j\omega_a B} \end{array} \right.$$

À partir de ce système et après un certain nombre de développements mathématiques que nous ne présenterons pas ici, il est possible de trouver les expressions analytiques de la fréquence de modulation, de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion et du spectre associé.

$$\tau_p = \frac{\sqrt{\sqrt{2\ln 2}}}{\pi} \left(\frac{g}{\delta} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{f_m \Delta v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.15a)$$

$$\Delta v = \sqrt{2\sqrt{2\ln 2}} \left(\frac{\delta}{g} \right)^{\frac{1}{4}} (f_m \Delta v)^{\frac{1}{2}} \quad (6.15b)$$

$$f_m = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\frac{2L}{v_g} + \frac{2g}{\Delta \omega}} \right] \quad (6.15c)$$

L'existence de ces solutions est la parfaite compensation des actions du gain et de la modulation. En effet, l'amplification ou le passage dans le milieu de gain élargit l'impulsion car le gain est dispersif comme le montre la formule 6.7. Au contraire, la modulation va rétrécir l'impulsion si elle est plus grande ou de l'ordre du motif de modulation. En effet, la fonction de transmission du modulateur atténue fortement l'énergie se trouvant dans les ailes de l'impulsion, ce qui permet de réduire sa largeur à mi-hauteur. Le paragraphe suivant reprend ce formalisme dans le cas d'une cavité comportant un décaleur de fréquence.

b) Utilisation du modèle gaussien pour l'étude de la cavité laser

L'application du modèle gaussien à une cavité composée d'un décaleur de fréquence et d'un modulateur électro-optique nécessite de prendre quelques précautions. Il faut tout d'abord s'assurer de

la validité des approximations utilisées pour l'élaboration du modèle, dans le cas de notre cavité laser. L'approximation de la transmission du modulateur électro-optique par une fonction gaussienne s'applique toujours dans notre cas. En effet, il faut que l'impulsion traverse le modulateur lorsque la transmission de ce dernier est maximale afin d'obtenir un régime de modes bloqués stable. De plus, au cours des expérimentations, nous avons démontré que les impulsions générées par notre cavité sont beaucoup plus étroites que la fenêtre de modulation. Le modèle gaussien attribue une réponse gaussienne pour le milieu de gain. Il est là aussi justifiable d'y recourir dans le cas de notre cavité puisque chaque bande spectrale est sélectionnée à l'aide filtre Fabry-Perot. Le gain, filtré par ce dispositif de sélection spectrale, admet une réponse très proche d'une forme gaussienne.

Au regard de ces justifications, le modèle gaussien nous permet de modéliser notre cavité, dont la particularité réside en la présence d'un décaleur de fréquence. La définition du champ relié à une impulsion gaussienne (équation 6.16) constitue le point de départ de notre modélisation.

$$E_1(t) = \frac{E_0}{2} e^{-\gamma t^2} e^{j\omega_p t} \quad (6.16)$$

L'impulsion se propage à travers le décaleur de fréquence acousto-optique ayant une réponse égale à $e^{j\Omega t}$, $\Omega = 2\pi f_s$ (f_s : valeur du décalage en fréquence). Le champ $E_2(t)$ en sortie du décaleur s'exprime de la manière suivante :

$$E_2(t) = E_1(t) e^{j\Omega t} = \frac{E_0}{2} e^{-\gamma t^2} e^{j\omega_p t} e^{j\Omega t} \quad (6.17)$$

$$E_2(t) = \frac{E_0}{2} e^{-\gamma t^2} e^{j(\omega_p + \Omega)t}$$

Il s'agit, à présent, de modéliser la propagation du champ dans le milieu de gain. Afin de pouvoir utiliser la réponse du gain définie à l'équation 6.8, il est nécessaire d'exprimer le champ $E_2(t)$ dans l'espace des fréquences à l'aide de la transformée de Fourier

$$E_2(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_2(t) e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E_0}{2} e^{-\gamma t^2} e^{j(\omega_p + \Omega)t} e^{-j\omega t} dt$$

$$E_2(\omega) = \frac{E_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-[\gamma t^2 + j(\omega - \omega_p - \Omega)t]} dt$$

sachant que $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2 + 2bx + c)} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{\frac{b^2 - ac}{a}}$ si $a > 0$, on obtient :

$$E_2(\omega) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} e^{-\frac{(\omega - \omega_p - \Omega)^2}{4\gamma}} \quad (6.18)$$

À l'aide des équations 6.8 et 6.18, le champ qui se propage dans le milieu de gain s'exprime comme suit :

$$E_3(\omega) = E_2(\omega) \cdot g(\omega)$$

$$E_3(\omega) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G e^{-\frac{(\omega - \omega_p - \Omega)^2}{4\gamma}} e^{-2jg \frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} - 4g \frac{(\omega - \omega_a)^2}{\Delta\omega^2}}$$

Nous avons vu tout au long de ce manuscrit que le fait d'ajouter un décaleur de fréquence dans une cavité laser déplaçait latéralement le point de fonctionnement du laser. Cependant, ce déplacement étant faible^[23], nous considérons dans la suite de nos calculs que le spectre est situé au centre du milieu de gain ($\omega_p = \omega_a$) et ce afin de simplifier la résolution analytique

$$E_3(\omega) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G e^{-\frac{(\omega - \omega_a)^2 + \Omega^2 - 2\Omega(\omega - \omega_a)}{4\gamma}} e^{-2jg \frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} - 4g \frac{(\omega - \omega_a)^2}{\Delta\omega^2}}$$

Dans le domaine temporel, l'expression du champ s'exprime comme suit :

$$E_3(t) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\omega - \omega_a)^2 + \Omega^2 - 2\Omega(\omega - \omega_a)}{4\gamma}} e^{-2jg \frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} - 4g \frac{(\omega - \omega_a)^2}{\Delta\omega^2}} e^{j\omega t} dt$$

En regroupant les termes, on obtient alors l'expression suivante :

$$E_3(t) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\omega-\omega_a)^2 \left[\frac{1}{4\gamma} + \frac{4g}{\Delta\omega^2} \right]} e^{-j(\omega-\omega_a) \left[\frac{2\Omega}{4\gamma} + \frac{2g}{\Delta\omega} \right]} e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{j\omega t} dt$$

si :

$$\begin{cases} \xi = \frac{1}{4\gamma} + \frac{4g}{\Delta\omega^2} \\ \mu = -\frac{2\Omega}{4\gamma} + \frac{2g}{\Delta\omega} \end{cases} \quad (6.19)$$

L'expression du champ après propagation dans le milieu de gain s'écrit alors :

$$E_3(t) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\omega-\omega_a)^2 \xi} e^{-j\mu(\omega-\omega_a)} e^{j\omega t} dt$$

Un certain nombre de développements arithmétiques nous permet d'obtenir l'expression suivante pour l'expression de $E_3(t)$:

$$E_3(t) = \frac{E_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left[\xi\omega^2 - 2\left(\xi\omega_a - \frac{j}{2}\mu + \frac{j}{2}t \right)\omega + \xi\omega_a^2 - j\mu\omega_a \right]} dt$$

En reprenant l'égalité $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2+2bx+c)} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{\frac{b^2-ac}{a}}$ avec $a>0$, on obtient:

$$E_3(t) = \frac{E_0}{4} \sqrt{\frac{1}{\gamma\xi}} G e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{\frac{\left[\xi\omega_a + \frac{j}{2}(t-\mu) \right]^2 - \xi^2\omega_a^2 - j\mu\omega_a}{\xi}}$$

En faisant appel aux propriétés de la fonction exponentielle, l'expression du champ en sortie du milieu de gain devient :

$$E_3(t) = \frac{E_0 G}{4\sqrt{\gamma\xi}} e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{\frac{(t-\mu)^2}{4\xi}} e^{j\omega_a t} \quad (6.20)$$

L'élément suivant traversé par l'impulsion est le modulateur électro-optique. À présent, le champ qu'il faut considérer est :

$$E_4(t) = E_3(t) e^{-[\delta\omega_m^2(t-\mu)^2]}$$

Le passage de l'impulsion dans le modulateur débute au temps $t=\mu$, ce qui implique de considérer un délai $(t-\mu)$ lors de la modélisation de cette propagation. L'expression du champ en sortie du modulateur s'exprime de la manière suivante :

$$E_4(t) = \frac{E_0 G}{4\sqrt{\gamma\xi}} e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{\frac{(t-\mu)^2}{4\xi}} e^{j\omega_a t} e^{-\delta\omega_m^2(t-\mu)^2} \quad (6.21)$$

La dernière étape de ce calcul analytique consiste à appliquer les pertes et la phase cumulée. Le champ incluant ces phénomènes est :

$$E_5(t) = \alpha \frac{E_0 G}{4\sqrt{\gamma\xi}} e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{\frac{\left(t-\mu-\frac{L}{v_g}\right)^2}{4\xi}} e^{j\omega_a\left(t-\frac{L}{v_g}\right)} e^{-\delta\omega_m^2\left(t-\mu-\frac{L}{v_g}\right)^2} e^{i\frac{\Omega L}{v_g}} \quad (6.22)$$

Nous considérons, ici, une cavité en anneau, ce qui implique que la phase cumulée par le champ au cours de sa propagation est égale à L/v_g , où v_g représente la vitesse de la lumière au sein de cette cavité. De plus, la cavité comporte un décalage en fréquence qui induit un décalage Ω . Ce facteur est pris en compte par le terme $e^{i\frac{\Omega L}{v_g}}$.

Afin d'obtenir une solution en régime établi, l'enveloppe de l'impulsion doit traverser le modulateur électro-optique lorsque la transmission de ce dernier est maximale. Ceci implique que le temps de parcours de la cavité pour l'impulsion doit être égal à la période de modulation $T_m=2\pi/\omega_m$. On obtient alors la condition suivante :

$$E_1(t-T_m) e^{j\phi} = E_4(t) \quad (6.23)$$

La phase $e^{-j\phi}$ est incluse afin de conserver la généralité de cette condition. En appliquant la condition (6.23), l'équation décrivant le régime de modes bloqués établi d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans sa boucle de contre-réaction s'écrit :

$$\frac{E_0}{2} e^{-\gamma(t-T_m)^2} e^{j\omega_a(t-T_m)} e^{-j\phi} = \alpha \frac{E_0 G}{4\sqrt{\gamma\xi}} e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{\frac{\left(t-\mu-\frac{L}{v_g}\right)^2}{4\xi}} e^{j\omega_a\left(t-\frac{L}{v_g}\right)} e^{-\delta\omega_m^2\left(t-\mu-\frac{L}{v_g}\right)^2} e^{j\frac{\Omega L}{v_g}} \quad (6.24)$$

En identifiant les termes de gauche avec les termes de droite de l'équation (6.21), on obtient :

$$T_m = \frac{L}{v_g} + \mu \quad (6.25a)$$

$$\gamma = \frac{1}{4\xi} + \delta\omega_m^2 \quad (6.25b)$$

$$e^{-j\phi} = \frac{\alpha G}{2\sqrt{\gamma\xi}} e^{-\frac{\Omega^2}{4\gamma}} e^{-\gamma\omega_m\mu} e^{j\left(\omega_a\mu + \frac{\Omega L}{v_g}\right)} \quad (6.25c)$$

Ces trois équations combinées à l'équation (6.19) permettent d'aboutir à la solution finale, puisqu'elles permettent de déterminer la fréquence de modulation, la largeur à mi-hauteur des impulsions et celle du spectre. Tout d'abord, si nous utilisons l'équation (6.25b) dans laquelle on substitue la définition ζ de l'équation (6.19), on obtient l'équation du second ordre :

$$16\gamma^2 - 16g\delta\omega_m^2\gamma - \delta\omega_m^2\Delta\omega^2 = 0$$

dont la résolution donne :

$$\gamma = \frac{\delta\omega_m^2}{2} \pm \frac{\delta\omega_m^2}{2} \sqrt{1 + \frac{\Delta\omega^2}{4g\delta\omega_m^2}} \quad (6.26)$$

La partie réelle de γ représente la largeur de l'impulsion et doit donc être positive. De fait, seule la solution positive de l'équation (6.26) est retenue. De plus, il est possible en tenant compte des réalités expérimentales de simplifier l'équation (6.26). En effet, sachant que notre milieu de gain est filtré à l'aide d'un filtre Fabry-Perot de finesse 2 et ayant un ISL de 100 GHz, la largeur à mi-hauteur du milieu de gain pour chaque bande vaut 50 GHz. En outre, la fréquence de modulation utilisée est de

l'ordre de 10 GHz. En conséquence, les valeurs usuelles de $g \approx 10$ et $\delta > 4$ entraînent que le rapport $\Delta\omega^2/4g\delta\omega_m^2 \ll 1$, et donc le paramètre γ devient:

$$\gamma = \delta\omega_m^2 \quad (6.27)$$

Connaissant l'expression du paramètre γ , nous pouvons maintenant calculer la valeur de la fréquence de modulation en utilisant les équations (6.25a) et (6.19). Pour identifier la fréquence de modulation il suffit alors de résoudre l'équation du second degré suivante :

$$4\delta\pi^2 L f_m^2 - 4v_g \delta\pi^2 f_m - \Omega v_g = 0$$

ce qui aboutit à :

$$f_m = \frac{v_g}{2L} \pm \frac{v_g}{2L} \sqrt{1 + \frac{\Omega L}{v_g \delta\pi^2}} \quad (6.28)$$

Cependant, le terme $\Omega L/v_g \delta\pi^2 \ll 1$, et grâce au développement limité d'ordre 1 de l'équation (6.28) :

$$f_m = \frac{v_g}{2L} \pm \frac{v_g}{2L} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\Omega L}{v_g \delta\pi^2} \right]$$

La solution négative (-) de la solution de f_m n'est pas physiquement acceptable on conserve donc uniquement la solution positive.

$$\begin{aligned} f_m &= \frac{v_g}{L} + \frac{\Omega}{4\delta\pi^2} \\ f_m &= \frac{c}{nL} + \frac{\Omega}{4\delta\pi^2} \end{aligned} \quad (6.29)$$

L'intérêt de l'équation (6.29) réside dans son analyse comparative avec le résultat obtenu dans le cas d'un régime de modes bloqués classique, c'est-à-dire sans décalage de fréquence (équation (6.15c)). Sachant que dans la plupart des contextes expérimentaux, le terme $2g/\Delta\omega \ll 1$, la fréquence de modulation est égale à v_g/L , en d'autres termes à l'ISL de la cavité ou à un de ses multiples dans le cas d'une cavité en espace libre comme celles étudiées par Kuizenga et al^{[20]-[22]}. Dans le cas où la cavité contient le décalage de fréquence, la fréquence de modulation subit l'effet de cette perturbation par

l'intermédiaire du facteur $\Omega/4\delta\pi^2$. Cette modification reste toutefois relativement faible puisque dans le cas d'un décalage en fréquence de 80 MHz et d'une force de modulation δ égale à 4, l'ajustement de la fréquence est égal à 500 kHz.

Nous nous intéressons, à présent, au calcul des largeurs à mi-hauteur du spectre et des impulsions en utilisant les équations (6.2) et (6.5). Dans un premier temps, il est nécessaire d'évaluer les paramètres α et β . Si on assume que les impulsions ne sont pas chirpées, ce qui est le cas aux vues des résultats expérimentaux, alors $\beta=0$ ce qui implique que $\gamma=\alpha$. Donc d'après l'équation 6.27, $\alpha=\delta\omega_m^2$. Il est alors possible de calculer les deux largeurs à mi-hauteur :

$$\begin{cases} \tau_p = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\delta\omega_m^2}} \\ \Delta\nu = \frac{1}{\pi} \sqrt{2\ln 2 \delta\omega_m^2} \end{cases} \quad (6.30)$$

On peut alors vérifier que le produit $\Delta\nu.\Delta\tau_p$ est égal à la limite théorique dans le cas d'une approximation gaussienne :

$$\Delta\nu.\Delta\tau_p = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\delta\omega_m^2}} \frac{1}{\pi} \sqrt{2\ln 2 \delta\omega_m^2} = \frac{2\ln 2}{\pi} = 0.44 \quad (6.31)$$

Ce modèle gaussien permet de mettre en évidence quelques singularités lors de l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser émettant en régime de modes bloqués. Au cours du paragraphe suivant nous allons traiter plus en détails de ces particularités.

VI.4.2 Discussion

Le modèle analytique précédent montre qu'une cavité, utilisant un décaleur de fréquence et un modulateur électro-optique, peut entretenir un régime de modes bloqués. La résolution de l'équation (6.24) impose une valeur particulière à la fréquence de modulation comme le montre le tableau 6.3. Il résume les valeurs spécifiques de ces paramètres pour une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence et celle sans le décaleur.

Seule la fréquence de modulation est modifiée comme on peut s'y attendre puisque l'acousto-optique n'agit que sur le décalage de la fréquence laser. La valeur du paramètre β , est ici nulle. Elle peut-être aussi négligeable dans le cas d'une cavité classique. En effet, le fait d'utiliser un modulateur d'amplitude des pertes de la cavité limite l'effet du glissement de fréquence. De la même façon, cette observation implique que les impulsions générées par ce type de source sont de très bonne qualité et ne présentent pas d'étalement temporel.

Tableau 6.3 : paramètres déduits de la résolution de l'équation (6.22).

Paramètre	Laser sans décalage de fréquence	Laser avec décalage de fréquence
γ [rad/s] ²	$\delta\omega_m^2$	$\delta\omega_m^2$
α_{env}	$\delta\omega_m^2$	$\delta\omega_m^2$
β	0	0
Fréquence de modulation [Hz]	$\frac{c}{nL}$	$\frac{c}{nL} + \frac{\Omega}{4\delta\pi^2}$
τ_p [s]	$\sqrt{\frac{2\ln 2}{\delta\omega_m^2}}$	$\sqrt{\frac{2\ln 2}{\delta\omega_m^2}}$
$\Delta\nu$ [Hz]	$\frac{1}{\pi}\sqrt{2\ln 2\delta\omega_m^2}$	$\frac{1}{\pi}\sqrt{2\ln 2\delta\omega_m^2}$
$\Delta\nu.\tau_p$	$\frac{2\ln 2}{\pi}=0.44$	$\frac{2\ln 2}{\pi}=0.44$

La solution obtenue pour la fréquence de modulation est atypique. En effet, la cavité entretient un régime de modes bloqués uniquement si cette fréquence est égale à $\frac{c}{nL} + \frac{\Omega}{4\delta\pi^2}$. Dans le cas d'un laser conventionnel, cette fréquence est égale à l'ISL de la cavité (c/nL) ou à l'un de ces multiples, le terme $\frac{\Omega}{4\delta\pi^2}$ correspond donc au facteur de perturbation induit par le décalage de fréquence. Une évaluation rapide du facteur $\frac{\Omega}{4\delta\pi^2}$, en considérant $\Omega=80\text{MHz}$ et $\delta=4$, est égale à 506.605 kHz. En utilisant la définition de la fréquence de modulation de l'équation (6.29) on trouve 4.7143 MHz ce qui est consistant avec la valeur de la fréquence fondamentale de modulation mesurée dans la section précédente (5.2409 MHz). Dans les deux cas la fréquence de modulation lorsqu'un décalage de fréquence est utilisé dans la cavité laser sont supérieures à l'ISL de la cavité.

Les valeurs des largeurs à mi-hauteur de l'impulsion et du spectre ne sont pas influencées par l'utilisation dans la cavité du décaleur de fréquence. C'est plutôt le caractère multi-longueurs d'onde qui intervient dans la détermination de ces valeurs. En effet, afin d'obtenir l'émission multi-longueurs d'onde on doit réaliser un filtrage afin de définir différentes bandes spectrales. La largeur du gain est donc limitée pour chacune des bandes, et est corrélée à la fréquence de modulation. Cela justifie l'approximation précédemment faite : $\Delta\omega^2/4g\delta\omega_m^2 \ll 1$. Cela conduit à la simplification de l'équation (6.26) en (6.27) qui est utilisée dans la définition des largeurs à mi-hauteur de l'impulsion et du spectre, présentées au tableau 6.3.

Afin de mieux comprendre la dynamique de ce régime, nous nous proposons d'illustrer notre modélisation au travers d'un exemple numérique. Les paramètres utilisés au cours de ce calcul sont récapitulés dans le tableau 6.4.

Tableau 6.4 : Valeurs des paramètres de l'exemple numérique.

Paramètres	Valeur
Fréquence de modulation [GHz]	10
δ	4
γ [rad/s] ²	1.5×10^{22}
G	10
Décalage en fréquence [MHz]	80
$\Delta\omega$ [GHz]	100

Les résultats de l'impulsion et du spectre sont représentés sur la figure 6.37. L'analyse de la figure 6.37 permet de mieux comprendre la dynamique qui entretient la propagation de l'impulsion dans la cavité. Tout d'abord, l'impulsion n'est pas modifiée dans le domaine temporel lors de sa propagation à travers le décaleur de fréquence. Mais, bien que l'on ne puisse pas l'observer sur la figure 6.37B, l'analyse du spectre correspondant à cette impulsion subit une translation de 80 MHz. L'impulsion se propage ensuite à travers le milieu de gain. La figure 6.37 (A) montre que l'impulsion est considérablement élargie durant ce passage.

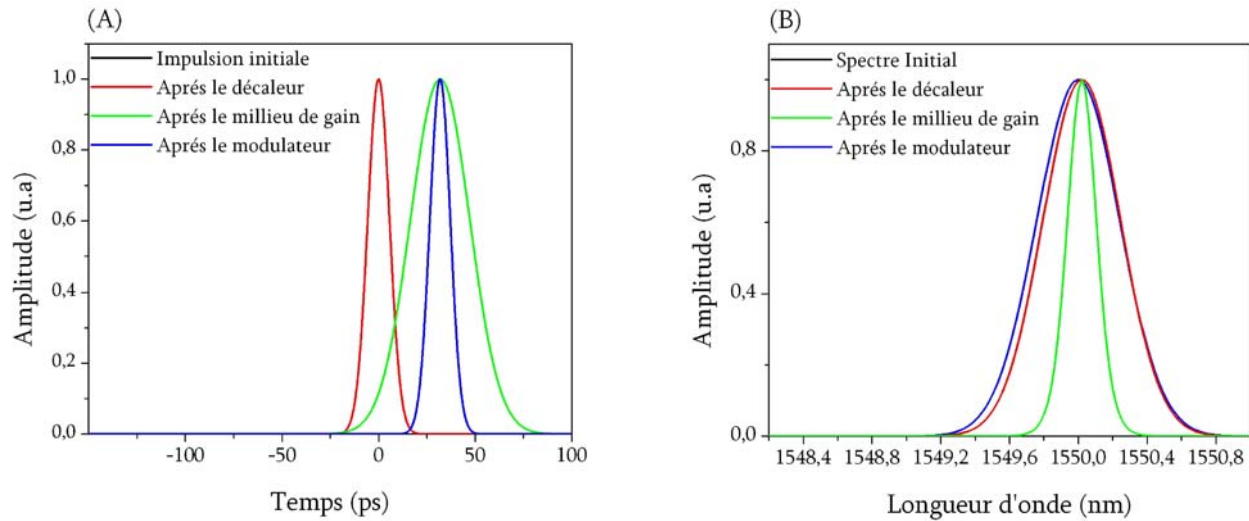


Figure 6.37: Résultats de l'exemple numérique. (A) Calculs de l'impulsion. (B) Calculs du spectre.

En fait, en analysant la figure 6.37 (B), on observe que le processus d'amplification du spectre entraîne un affinement de ce dernier. Un spectre plus étroit induit nécessairement une impulsion plus étalée. Enfin, la propagation se poursuit dans le modulateur électro-optique. La fréquence de modulation est égale à 10 GHz, et correspond à celle utilisée dans nos derniers résultats expérimentaux. En sortie du modulateur, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est à nouveau égale à celle qu'elle présentait à l'origine.

Cette dynamique est donc tout à fait similaire à celle observée dans un laser classique émettant en régime de modes bloqués. Rappelons qu'il existe une compétition entre l'élargissement de l'impulsion occasionnée par sa propagation dans le milieu de gain et l'affinement de cette même impulsion après son passage dans le modulateur électro-optique. Un équilibre est atteint lorsque l'élargissement est pleinement compensé par la compression du modulateur. Le laser opère alors en régime permanent.

Cette étude analytique nous permet d'affirmer que l'ajout d'un décaleur de fréquence, afin d'obtenir une émission multi-longueurs d'onde dans une cavité laser émettant en régime de modes bloqués, modifie très peu la dynamique. L'ajustement de certains paramètres, en particulier celui de la fréquence de modulation, permet d'entretenir la propagation d'impulsions brève. Cependant le modèle que nous venons de présenter ne peut pas expliquer la formation de modes à l'intérieur de

cette structure laser car il ne considère que la propagation d'une seule impulsion. Nous nous proposons donc d'élaborer une étude numérique afin d'une part de valider les conclusions de ce modèle analytique et d'autre part d'étudier la structure modale de ce type de laser.

VI.5 Investigations numériques

Il s'agit à présent de proposer et d'implémenter un modèle numérique qui permettra de valider les conclusions obtenues avec notre modèle analytique gaussien. Notre choix s'est porté sur un modèle d'onde propagative similaire à celui étudié lors du chapitre IV. Cependant, certaines modifications doivent être apportées afin de tenir compte des caractéristiques du régime de modes bloqués. Il devra notamment permettre l'évaluation du champ optique et non de l'intensité. Dans un premier temps, nous détaillons ce modèle numérique, et nous vérifions, dans un second temps, que les résultats de son implémentation (langage C) sont en adéquation avec le modèle théorique décrit dans le paragraphe précédent. Enfin, nous concluons par une discussion sur la dynamique reliée à ce régime.

VI.5.1 Description du modèle numérique

La description du modèle numérique débute par la présentation des approximations liées à celui-ci, ce qui permet notamment de définir son domaine de validité. Puis, nous décrivons le modèle au travers de son formalisme mathématique et pour clore ce paragraphe, nous exposons la méthode de résolution numérique retenue.

a) Approximations et validité du modèle

Afin d'être représentatif d'un régime de modes bloqués, le modèle doit tenir compte des champs optiques circulant dans la cavité. Contrairement au modèle utilisé dans chapitre IV, la phase des champs optiques est maintenant essentielle. Cependant, à l'instar du modèle utilisé pour le régime de modes déclenchés, les effets non linéaires ne seront pas considérés. En effet, nous souhaitons

simuler un régime de modes bloqués actif initié à l'aide d'un modulateur électro-optique, et dans ce cas précis les effets non linéaires n'ont aucun rôle dans la mise en phase des différents modes de cavité composant le spectre optique.

Enfin, lors de l'utilisation d'un modèle propagatif en intensité, il est possible de simplifier le calcul numérique en considérant la plupart des composants optiques : décaleur de fréquence, filtre spectral mais aussi les pertes de la cavité comme des conditions limites nécessaires à la résolution du système d'équations différentielles. Dans le cas d'un modèle en champ, cette simplification n'est plus possible car la phase de propagation doit maintenant être considérée. Ces éléments optiques seront donc distribués le long de la cavité et le champ subira la propagation dans la cavité froide séparant ces différents composants optiques. La propagation du signal laser dans la cavité froide est essentielle puisque, durant celle-ci, le champ laser accumule une phase qui contribue fortement à la description parfaite du champ optique.

b) Description du modèle

L'étude du régime de modes bloqués d'un laser nécessite donc l'utilisation d'un modèle en champ, ce qui induit d'importants changements dans la résolution du modèle numérique. La figure 6.38 illustre le modèle en champ. On peut remarquer que l'utilisation de ce modèle implique un grand nombre de sections, ce qui n'était pas le cas du modèle en intensité (cf. chapitre IV). Le milieu de gain, mais aussi la cavité froide sont divisés en de nombreuses sections spatiales. La dimension de ces sections spatiales fixe la résolution temporelle du modèle par l'intermédiaire de la vitesse de groupe. Les différents composants optiques de la cavité comme le filtre spectral, le modulateur de fréquence, le décaleur de fréquence ou le coupleur de sortie sont positionnés à des endroits distincts et précis. En fait, leurs positions dans la cavité reflètent celles qu'ils avaient lors des réalisations expérimentales. Comme ce modèle est basé sur l'utilisation d'un modèle à ondes progressives nous devons calculer le champ dans toutes les sections spatiales pour chaque instant t . Nous pouvons donc d'ores et déjà entrevoir que le temps de calcul sera encore une fois un élément clé.

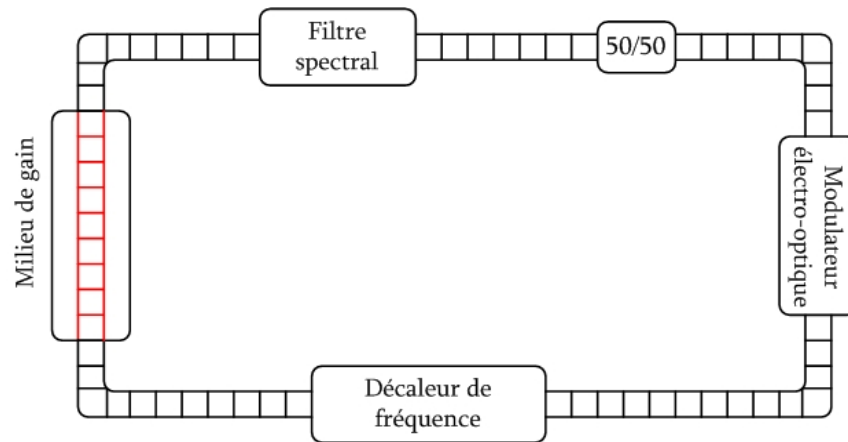


Figure 6.38: Schématisation du modèle en champ.

Nous ne considérons pas la propagation du champ à travers les différents éléments optiques composant la cavité. En fait, nous considérons ces composants comme étant infiniment minces et nous tiendrons compte de leur effet sur le champ optique en multipliant ce dernier par la réponse spectrale ou temporelle de l'élément.

L'expression de la réponse du filtre spectral et du décaleur de fréquence étant plus simple à formuler dans le domaine des fréquences, nous utiliserons la transformée de Fourier du champ afin d'en obtenir le spectre. Encore une fois selon la résolution spectrale dont nous avons besoin la transformée de Fourier peut être une opération lourde de conséquence pour le temps de calcul. Nous devons donc être attentifs à sa mise en place lors de la résolution numérique de ce modèle. La réponse du modulateur, des pertes et de la phase cumulée sont plus simples à exprimer dans le domaine du temps, nous utiliserons donc une multiplication directe du champ par la réponse de ces éléments. Nous ne considérons pas dans ce modèle l'effet de la dispersion chromatique. En effet, au cours des réalisations expérimentales, nous avons démontré que la valeur de la dispersion était relativement faible (1 ps/nm) et n'avait donc aucun effet sur la qualité des impulsions, étant donné que le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ était proche de la limite théorique.

Dans la suite de ce paragraphe nous allons nous intéresser à la formulation mathématique de ce modèle.

c) Présentation du modèle

Nous considérons, avant toute chose, la propagation du champ optique dans le milieu de gain. La propagation du champ laser, ainsi que du champ pompe le long d'une fibre optique dopée à l'erbium, a été longuement discutée au cours du chapitre IV. La propagation de ces signaux de pompe et laser au cœur du milieu de gain peut être modélisée à l'aide du système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = [R_{13}(z,t) + W_a(z,t)]N_1(z,t) - [W_e(z,t) + \frac{1}{\tau_2}]N_2(z,t) \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}]E_s(z,t) = \frac{1}{2} \sigma_e E_s(z,t) [N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + \frac{1}{2} \frac{\Delta \Omega N_2(z,t) h \nu_s}{4\pi \tau} \frac{1}{I(z,t)} \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}]E_p(z,t) = -\sigma_p E_p(z,t) N_1(z,t) \end{cases} \quad (6.30)$$

où $E_p(z,t)$ et $E_s(z,t)$:représent respectivement le champ de pompe à la position z et au temps t et le champ du signal laser à la position z et au temps t . $\Delta \Omega$ définit la fraction de l'angle solide guidée par la fibre optique et $I(z,t)$ représente l'intensité du signal laser.

Les différents taux de transition sont définis de la manière suivante dans le cadre d'un modèle en champ :

$$\begin{cases} R_{13}(z,t) = \frac{\sigma_p |E_p(z,t)|^2}{A_{\text{eff}} h \nu_s} \\ W_a(z,t) = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{\sigma_a |E_s(z,t)|^2}{h \nu_s} \eta \\ W_e(z,t) = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{\sigma_e |E_s(z,t)|^2}{h \nu_s} \eta \end{cases} \quad (6.31)$$

La première équation du système (6.30) demeure inchangée si l'on considère l'équation (4.4) du chapitre IV. Cette équation établit un bilan de population du niveau supérieur de l'erbium. La variation de la population d'ions erbium, situés sur le niveau supérieur, est gouvernée par les taux de transition défini par l'équation (6.31).

La seconde équation du système (6.30) correspond à l'évolution du champ du signal laser le long du milieu de gain. Nous considérons, à ce niveau, que le signal laser co-propagatif compte tenu de la présence dans la cavité expérimentale, d'isolateurs, qui atténuent nettement l'onde contra-propagative. Ceci va nous permettre de réduire le temps de calcul en ne considérant pas le signal contra-propagatif qui a en fait très peu d'influence sur la dynamique de ce régime. Le premier terme du membre de droite de cette équation représente l'amplification du signal. Le facteur 0.5 apparaît car on s'intéresse à l'évolution du champ et non à l'intensité. Le second terme représente l'émission spontanée. Contrairement à la modélisation en intensité utilisée au chapitre IV, on ne considère plus le taux d'émission spontanée générée dans les échantillons de fréquence mais plutôt le taux d'émission spontanée guidée dans la fibre à travers un angle solide $\Delta\Omega$. En effet, lors de la propagation le long du milieu de gain, on considère le champ optique représenté dans le domaine temporel et non le spectre. Nous n'avons donc pas accès directement à la dimension fréquentielle et nous ne pouvons pas considérer l'émission spontanée en utilisant le formalisme développé au chapitre IV. Nous pouvons aussi remarquer que le taux d'émission spontanée est divisé par l'intensité du champ laser. Nous avons en effet utilisé une définition en intensité pour l'émission spontanée, afin de pouvoir évaluer le champ correspondant à cet accroissement de l'intensité de l'émission spontanée nous devons le diviser par l'intensité du champ laser. D'un point de vue physique cela revient à dire que le point de fonctionnement du laser se trouvant très loin du seuil toute l'énergie se situe est générée par l'émission stimulée et donc l'émission spontanée est très faible. Enfin, la dernière équation du système représente l'évolution du champ de pompe. Comme pour le modèle en intensité, ce champ est absorbé lors de sa propagation dans le milieu de gain. Cette absorption est gouvernée par la section efficace d'absorption du signal de pompe σ_p .

Afin de décrire complètement notre cavité laser émettant en régime de modes bloqués, nous devons maintenant tenir compte des différents composants optiques inclus dans cette cavité. Le choix du domaine de modélisation (temporel ou fréquentiel) de chaque composant sera fonction de la simplicité de son expression mathématique. Considérons tout d'abord le filtre spectral. Dans le cadre des réalisations expérimentales, nous avons utilisé des filtres Fabry-Perot fibrés ou solides. La réponse de ces filtres peut, dans le domaine fréquentiel, être approximée en utilisant une fonction gaussienne.

Nous approximations la transmission d'un pic isolé d'un filtre Fabry-Perot de la manière suivante dans le domaine fréquentiel :

$$T_{FP}(v) = e^{-\left(\frac{v}{FWHM_{FP}}\right)^2} \quad (6.32)$$

avec $FWHM_{FP}$ représentant la largeur à mi-hauteur du filtre, elle-même reliée à la finesse et à l'ISL du filtre Fabry-Perot. Un second composant dont la réponse s'exprime facilement dans le domaine des fréquences est le décaleur de fréquence. En effet, le champ en sortie d'un décaleur de fréquence est décrit par l'équation :

$$E_{out}(z,t) = e^{i2\pi\Omega t} E_{in}(z,t) \quad (6.33)$$

où Ω représente la valeur du décalage en fréquence. Le passage dans le domaine des fréquences, à l'aide de la transformée de Fourier est obtenu à l'aide de l'équation :

$$\tilde{E}_{out}(z,v) = \tilde{E}_{in}(z,v) \otimes \delta(v - \Omega_{fs}) \quad (6.34)$$

En conséquence, la présence du décaleur de fréquence équivaut à réaliser une convolution de la transformée de Fourier du champ incident par une distribution de Dirac translatée de la valeur du décalage. D'un point de vue numérique, cela revient à décaler l'indice du tableau de calcul.

Le modulateur électro-optique est également un composant qu'il est nécessaire de modéliser, dans la mesure où il participe à l'obtention du régime de modes bloqués. Ce dispositif est composé d'un cristal électro-optique placé dans un interféromètre type Mach-Zennder. En appliquant une différence de potentiel aux bornes du cristal, il est possible d'obtenir une différence de phase. Cette dernière donne lieu à une modulation d'intensité en raison du placement du cristal dans un des bras de l'interféromètre. La modélisation d'un modulateur électro-optique s'exprime plus aisément dans le domaine temporel. La transmission en champ de ce dispositif est, en effet, défini comme suit^[24] :

$$m(t) = \cos\left(\frac{\pi}{4} \frac{V_{pp}}{V_{\pi}} \cos\omega_m t - \varphi\right) \quad (6.35)$$

où V_{pp} et V_{π} représente respectivement l'amplitude crête du signal de modulation et l'amplitude du signal pour un retard de phase de π . ω_m définit la pulsation du signal de modulation et ϕ , le facteur de phase.

L'équation (6.35) est une description générale de la transmission d'un modulateur électro-optique contrairement aux équations (6.9) ou (6.10) qui n'étaient que des approximations nous permettant de réaliser des calculs analytiques.

Un dernier point qu'il faut considérer est la propagation du signal le long de la cavité froide. Une cavité froide est une fibre monomode standard caractérisée par un coefficient de pertes. La propagation d'un champ optique dans une cavité froide se résume alors à la résolution de l'équation aux dérivées partielles suivante :

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right] E_s(z,t) = \alpha E_s(z,t) \quad (6.36)$$

où α symbolise les pertes intrinsèques de la fibre optique. À ce stade, chaque élément de notre cavité est modélisé. Il s'agit désormais de déterminer la méthode numérique qui va nous permettre de résoudre le système d'équation.

d) Méthode numérique

La cavité laser est divisée en de nombreuses sections. La dimension de ces sections fixe la résolution temporelle de la simulation par l'intermédiaire de la vitesse de groupe. À chaque instant t , le champ optique est calculé dans toutes les sections de la cavité.

Le temps de calcul sera, une fois encore, un facteur décisif de ces simulations. En effet, la configuration laser que nous nous proposons d'étudier émet sur une plage qui s'étend de 1540 à 1560 nm, la largeur de chaque bande de longueur d'onde est égale à plusieurs gigahertz et la largeur des impulsions vaut environ 18 ps. On se rend donc compte qu'une simulation en régime multi-longueurs d'onde et utilisant les paramètres expérimentaux, est inenvisageable en raison du temps de calcul que

cela nécessiterait. Dans le but de comprendre la physique de notre cavité, nous simulerons une cavité laser mono longueur d'onde ayant des paramètres permettant d'obtenir des résultats dans un temps raisonnable.

Lorsque le champ se propage dans le milieu de gain, on est amené à résoudre le système d'équations (6.30). La méthode numérique utilisée est identique à celle que nous avons détaillée dans le chapitre IV. Cependant, et ce dans le souci de réduire une fois encore le temps de calcul, nous allons recourir à la méthode d'Euler en remplacement de la routine Runge-Kutta d'ordre 2. La résolution de l'équation (6.36) qui représente la propagation du champ dans la cavité froide sera réalisée sur ce même processus. Afin de tenir compte du décalage en fréquence et du filtre qui limite la bande d'opération du laser, il est nécessaire de visualiser le spectre de ce dernier. Le modèle utilisé permet de calculer le champ optique, et par voie de conséquence, le spectre peut être obtenu en effectuant une simple transformée de Fourier. Puisque la résolution temporelle détermine la plage spectrale d'étude, nous pouvons la fixer en fonction de la résolution spectrale adaptée aux caractéristiques de l'émission laser. Cette résolution permet alors de déterminer la longueur du tableau contenant les évaluations du champ nécessaires au calcul du spectre. Le décalage en fréquence est alors pris en compte en décalant les indices de ce même tableau, et le filtre spectral est considéré en multipliant le spectre du laser par la réponse spectrale du filtre. Pour finir, le champ traverse le modulateur électro-optique en un point donné dans la cavité froide. Il suffit alors de multiplier la réponse temporelle du modulateur (équation 6.35) par le champ optique.

Ce modèle considère la dimension temporelle ce qui nous permet d'observer le régime transitoire. Cependant, dans le cas de notre étude, il s'agit plutôt d'une contrainte puisque cela entraîne un processus itératif sur une plage temporelle relativement importante. Et nous avons vu au cours du chapitre IV, que le régime transitoire pouvait durer 2,5ms.

VI.5.2 Résultats numériques

Il n'est pas réaliste d'envisager modéliser notre cavité laser en utilisant le modèle précédent. En effet, pour s'en convaincre un calcul rapide permet d'évaluer les contraintes numériques imposées par notre configuration expérimentale. Celle-ci émet sur plus de 40 nm soit 5.10^{12} Hz, ce qui impose une résolution temporelle de 0.2 ps. Afin d'obtenir le régime d'émission permanent, nous devons réaliser le calcul sur plusieurs millisecondes (environ 4 ms) afin de s'affranchir du régime transitoire, soit si nous tenons compte de la résolution temporelle, réaliser 20.10^9 itérations numériques. Il est possible de limiter notre étude à une configuration mono-longueur d'onde, et dans ce cas, la plage spectrale d'étude serait de 200 GHz et induirait une résolution temporelle de 5 ps, ramenant le nombre d'itération à 800.10^6 . Ce nombre d'itérations est toujours important mais le paramètre le plus préjudiciable pour le temps de calcul est la dimension du tableau utilisé pour réaliser la transformée de Fourier (TF). Dans le cas d'une configuration mono-longueur d'onde, l'ISL de la cavité est d'environ 3 MHz, ce qui implique un échantillonnage spectral d'au moins 500 kHz. Dans ce cas, la dimension du tableau serait égale à 524288 (2^{19}), ce qui alourdit la procédure de calcul de la TF dans la mesure où celle-ci est réalisée à chaque itération temporelle. Il s'agit donc d'établir un compromis entre les contraintes imposées par la méthode numérique et la cohérence avec les conditions expérimentales.

Le tableau 6.5 présente les valeurs des paramètres de simulation issues de ce compromis. Tout d'abord, nous réaliserons ces simulations numériques pour une configuration mono-longueur d'onde. La bande spectrale sera définie en utilisant une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur de 1 GHz représentant un pic d'un filtre Fabry-Perot utilisé lors des réalisations expérimentales. Nous considérons également que la forme spectrale du gain est exclusivement définie par la réponse spectrale du filtre. Nous ne considérons pas d'autre dépendance spectrale du gain. En effet, la plage spectrale d'étude est de 7 GHz et le gain est donc relativement uniforme sur une bande aussi étroite.

Le milieu de gain est une fibre dopée à l'erbium de la compagnie Coractive d'une longueur de 5 mètres et dont les paramètres ont été présentés au chapitre II (tableau 2.2). Cette fibre est pompée à l'aide d'un signal à 1480 nm de puissance 250 mW. La configuration de double pompage utilisée au cours des réalisations expérimentales n'est pas simulée afin de réduire le temps de calcul. Il est à

rappeler que cette configuration a été élaborée afin de compenser les pertes élevées induites par le modulateur électro-optique. Nous limiterons donc les pertes de la cavité à 7 dB, ce qui correspond à une configuration émettant en régime continu (c'est à dire sans modulateur). La longueur de la cavité froide est fixée à 40 mètres induisant un ISL de 6.6 MHz, ce qui est le double de la valeur expérimentale. Cet ISL permet néanmoins de limiter la résolution spectrale à 500 kHz et par voie de conséquence, compte tenu de la plage spectrale d'étude de 7 GHz, permet également de limiter la dimension du tableau pour la transformée de Fourier à 16384 éléments. Le décalage en fréquence de 78 MHz assure l'absence de résonance avec l'ISL de la cavité, et ce afin de respecter les contraintes expérimentales. La fréquence de modulation d'environ 392 MHz, correspond à 35 fois la valeur de l'ISL de la cavité. Enfin, les simulations sont réalisées sur une plage temporelle de 9 ms, assurant de fait l'obtention du régime stationnaire.

Tableau 6.5 : Paramètres de simulation.

Paramètres	Valeurs expérimentales	Valeurs de la simulation
Type de fibre	Fibre Coractive EDF-C 1400	Fibre Coractive EDF-C 1400
Longueur du milieu de gain [m]	7	5
Section efficace d'émission σ_e [dB/m]	18.9	18.9
Section efficace d'absorption σ_a [dB/m]	18.9	18.9
Longueur d'onde de pompe [nm]	1480	1480
Puissance de pompe [mW]	500	250
Section efficace d'absorption σ_p [dB/m]	13.65	13.65
Section efficace d'émission à λ_p [dB/m]	4.3	4.3
Longueur de la cavité froide [m]	62	40
ISL de la cavité [MHz]	4.2	6.6
Largeur à mi-hauteur du filtre spectral [GHz]	50	1
Décalage en fréquence [MHz]	80	78
Fréquence de modulation [MHz]	10000	392
Pertes de la cavité [dB]	20	7
Plage spectrale d'étude [GHz]	-	7
Résolution spectrale [kHz]	-	500
Plage temporelle d'étude [ms]	-	9
Résolution temporelle [ns]	-	0.15
Résolution spatiale [cm]	-	4.5

Compte tenu de la résolution temporelle de 0.15 ns, il faudra 60.10^6 itérations avant d'obtenir un résultat de simulation. Malgré tous nos efforts d'optimisation du code, la résolution numérique de notre problème nécessite encore six jours de calcul en utilisant un ordinateur de calcul performant.

Nous vérifions dans un premier temps de manière numérique les conclusions obtenues à l'aide du modèle analytique développé précédemment. Pour cela, nous simulons notre cavité laser en utilisant, d'une part les paramètres du tableau 6.5 et les fréquences de modulation suivantes :

$$\begin{cases} f_{m1} = 35 \cdot \left(\frac{c}{nL} \right) \\ f_{m2} = 35 \cdot \left(\frac{c}{nL} + \frac{\Omega}{48\pi^2} \right) \end{cases}$$

La valeur f_{m1} représente la fréquence de modulation utilisée dans le cas d'un régime de modes bloqués pour une cavité laser classique, et f_{m2} est la valeur calculée dans le cas d'une cavité laser utilisant un décaleur de fréquence. Les résultats de simulation sont présentés à la figure 6.39.

Les figures 6.39 (A) et 6.39 (B) représentent le spectre et la trace temporelle du laser lorsque la fréquence f_{m2} est utilisée. Les figures 6.39 (C) et (D) sont les résultats de simulation obtenus avec la valeur f_{m1} . La figure 6.39 (E) est une représentation du spectre du laser lorsque la fréquence de modulation f_{m2} est utilisée dans une échelle logarithmique. Nous constatons que dans les deux cas de figure le spectre contient des modes de cavité uniformément distribués et séparés de la valeur de la fréquence de modulation. Cependant, dans le cas de la fréquence f_{m1} , le spectre contient aussi des modes latéraux entraînant un train d'impulsion dont l'amplitude varie fortement au cours du temps. Lorsque la fréquence de modulation correspond à un multiple de l'ISL de la cavité, le régime de modes bloqués n'est pas optimal. Concernant la fréquence de modulation f_{m2} , le spectre du laser ne présente pas ou peu de modes latéraux (figure 6.39 (E)). Tout comme lors des démonstrations expérimentales, le train d'impulsions est alors très uniforme et le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ est proche de la limite théorique (0.48), indiquant de fait que les impulsions sont faiblement chirpées.

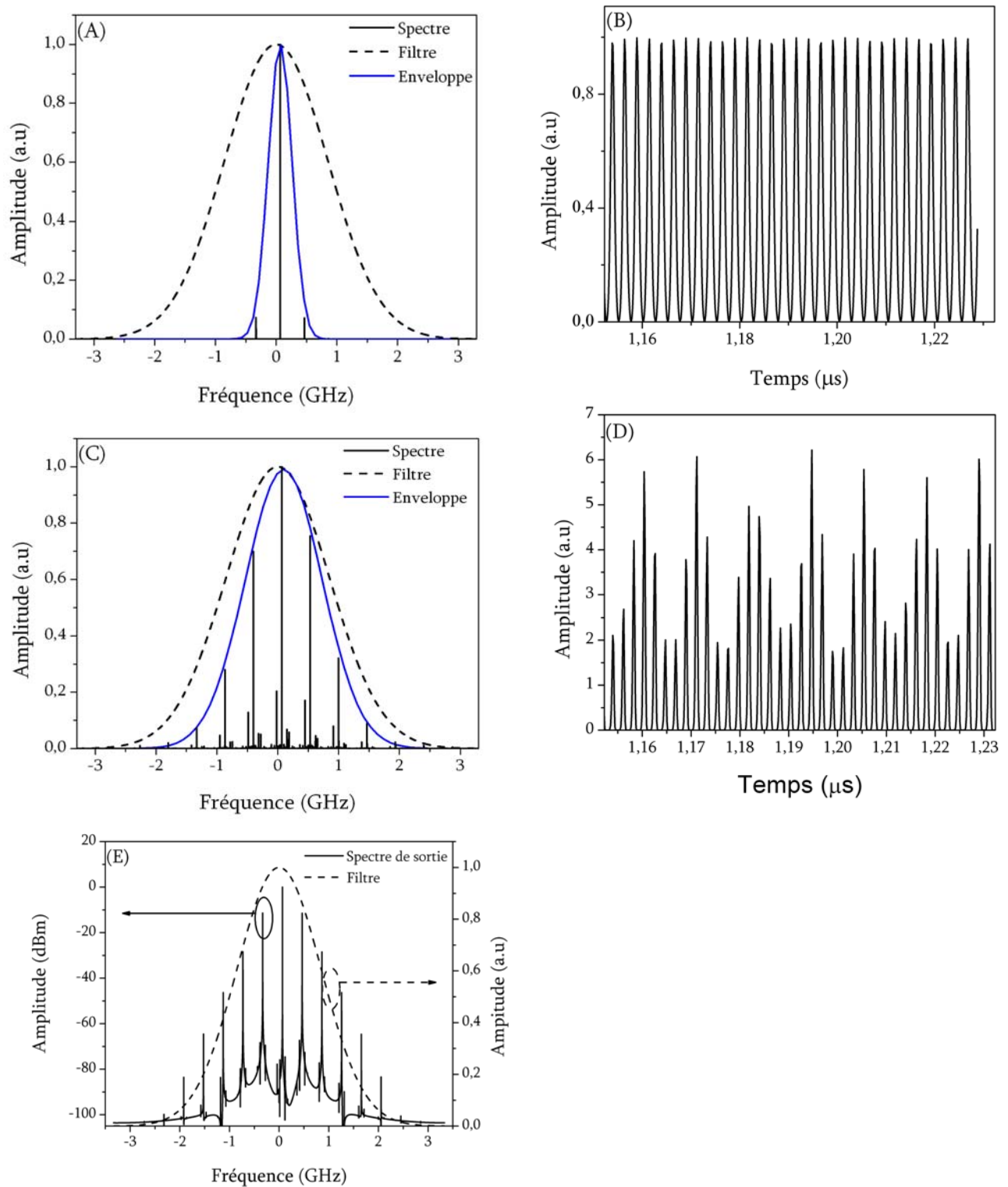


Figure 6.39 : Simulation pour les deux fréquences de modulation. (A) et (B) Spectre et trace temporelle pour f_{m2} . (C) et (D) Spectre et trace temporelle pour f_{m1} . (E) Représentation du spectre du laser utilisant la fréquence f_{m2} dans une échelle logarithmique.

Ces résultats numériques confirment donc les résultats de notre analyse théorique, à savoir que pour obtenir un régime de modes bloqués pour un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction, la fréquence de modulation dépend de ce décalage en fréquence. Il est à noter que sur les figures 6.39 (A) et 6.39 (B), le point de fonctionnement du laser ne se situe pas au centre du filtre et par voie de conséquence qu'il ne se situe pas au milieu de la réponse spectrale du milieu de gain. Il existe, en effet, un décalage de 66 MHz entre le centre du filtre et le maximum du spectre. Ceci est, une fois encore, une conséquence de l'utilisation dans la cavité du décaleur de fréquence comme nous l'avons vu lors des chapitres IV et V.

Mais qu'en est-il de la dynamique suscitant l'apparition de ce régime de modes bloqués actif ? Afin de l'identifier et de la comparer à celle d'un régime de modes bloqués classique, nous avons réalisé un certain nombre de simulations.

À différents instants, nous calculons le champ circulant à l'intérieur de la cavité. Connaissant ce champ, il est alors possible de calculer d'une part, le spectre du laser en utilisant la transformée de Fourier, et d'autre part, la trace temporelle en calculant la norme de cette quantité complexe. Les résultats de ces calculs sont présentés aux figures 6.40 et 6.41. Initialement, le champ laser est exclusivement composé d'émission spontanée amplifiée (figure 6.40 (A)). Dans le domaine temporel, la phase de ce champ est aléatoire donc le spectre qui lui est associé est une distribution uniforme de bruit comme nous pouvons le remarquer sur la figure 6.40 (A). Ce spectre contient donc toutes les fréquences permises par la réponse spectrale du milieu de gain. À l'instant $t=0.16$ ms, des pics de bruit relativement intenses se propagent à l'intérieur de la cavité (figure 6.40 (B)). Le spectre du laser présente alors une forme gaussienne (figure 6.40 (B)) composé d'une infinité de modes. La séparation spectrale correspond à l'ISL de la cavité ou autrement dit à l'inverse du temps de parcours des impulsions le long de la cavité. La largeur du spectre, quant à elle, est inversement proportionnelle à la largeur à mi-hauteur des pics de bruit observé sur la figure 6.41 (B). La figure 6.41 (C) représente le spectre du laser lorsque $t=0.3$ ms.

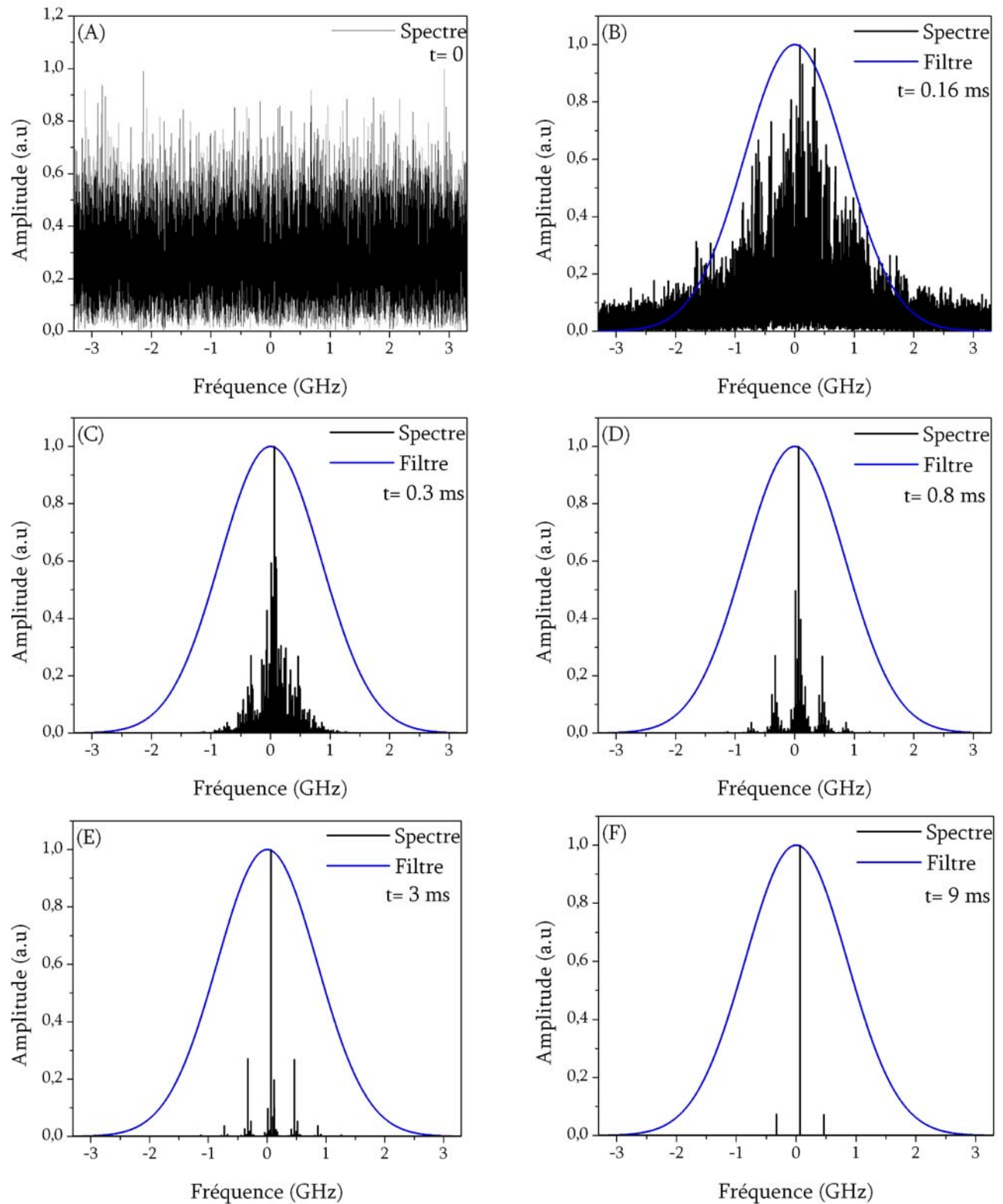


Figure 6.40 : Calcul du spectre de sortie du laser pour différents instants

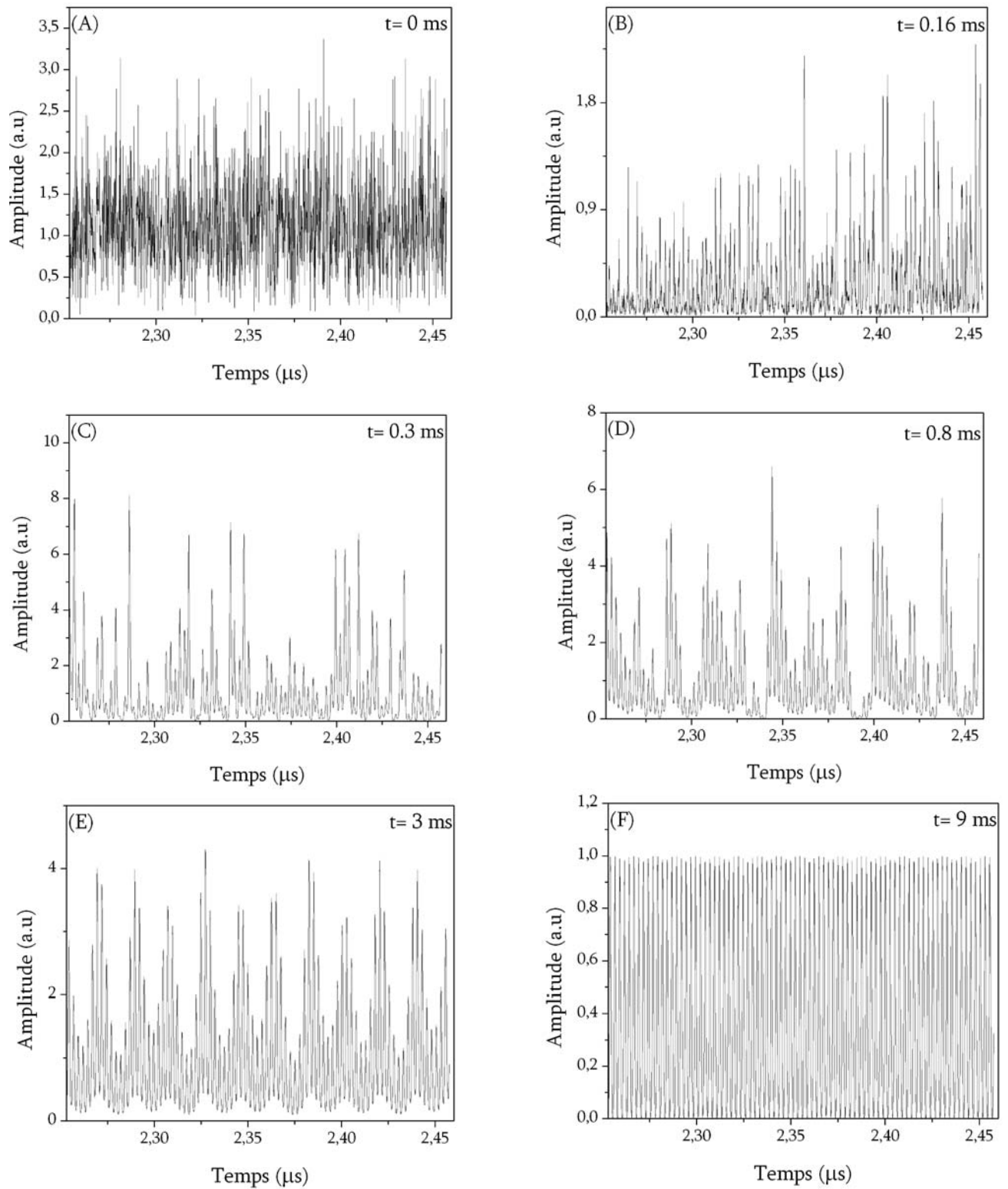


Figure 6.41 : Calcul de la trace temporelle émise par le laser pour différents instants.

Ce point correspond à l'instant où l'inversion moyenne devient supérieure à 50 % (figure 6.42). À partir de cet instant l'effet laser domine dans la cavité. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre III, le processus d'émission stimulée s'accompagne d'une discrimination spectrale. La figure 6.40 (C) est une représentation de cet effet car le spectre du laser devient plus étroit.

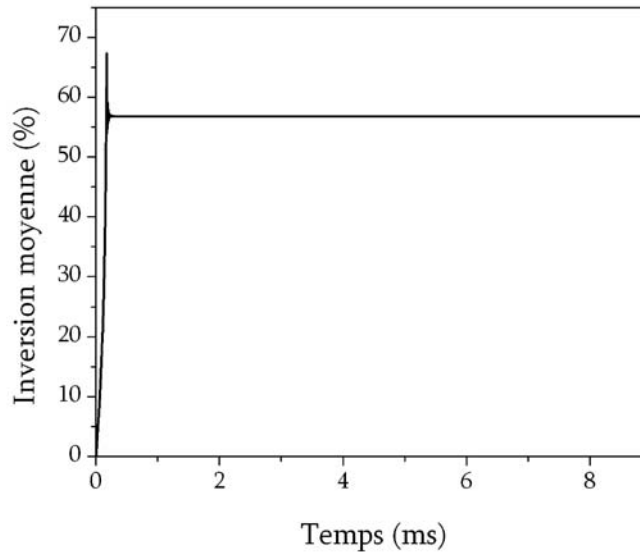


Figure 6.42 : Calcul de l'inversion moyenne en fonction du temps.

À l'instant $t = 0.8$ ms, l'effet du modulateur commence à apparaître dans le spectre du laser. En effet, la figure 6.40 (D) montre que le spectre est découpé en paquets de modes. Le pas en fréquence séparant deux sous-ensembles consécutifs correspond à la fréquence de modulation. La conséquence sur la trace temporelle est que le train d'impulsions est de mieux en mieux défini. Plus le temps de calcul augmente et plus la sélection spectrale au sein de ces paquets de mode opère. On assiste alors à l'atténuation des modes latéraux et donc à la construction d'un train d'impulsions uniforme (figures 6.40 (E) et 6.41 (E)). Enfin à $t = 9$ ms, les modes latéraux sont totalement atténués et il ne reste dans le spectre du laser que la structure modale correspondant à un régime de modes bloqués c'est à dire des modes distants d'une valeur correspondant à celle de la valeur de la fréquence de modulation (figure 6.40 (F)). Le train d'impulsion est alors parfaitement uniforme (figure 6.41 (F)). Cette dynamique, amenant le laser à générer un train d'impulsion, est similaire à celle obtenue pour une cavité laser classique et décrite, par exemple, dans la référence [20]. L'ajout d'un décaleur de fréquence dans une cavité émettant en régime de modes bloqués ne modifie pas la dynamique à l'origine du train d'impulsion.

Pour conclure cette étude numérique, nous avons étudié la dynamique du laser en régime établi c'est-à-dire au-delà du régime transitoire et lorsque l'émission en modes bloqués est obtenue de manière satisfaisante (train d'impulsions uniforme). Pour cela, nous calculons le spectre du laser avant le décaleur de fréquence et après la propagation du champ dans le décaleur et le filtre. Ces simulations sont réalisées à $t=9\text{ms}$ et les résultats obtenus sont présentés à la figure 6.43. Nous pouvons remarquer que le point de fonctionnement du laser est toujours décalé de 66 MHz par rapport au centre du filtre.

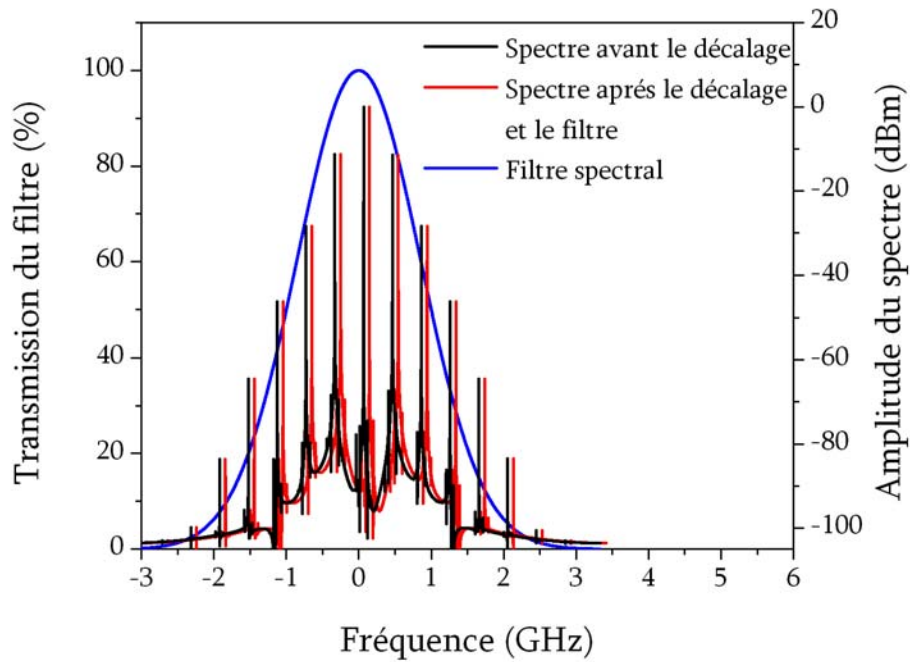


Figure 6.43 : Spectres du laser avant et après propagation du champ dans le décaleur de fréquence et le filtre spectral.

Les deux spectres sont décalés de 78 MHz ce qui correspond exactement à la valeur du décalage en fréquence. Malgré la présence dans la cavité d'un décaleur de fréquence et contrairement au cas d'un régime d'émission continu, il existe, pour un régime de modes bloqués, une structure modale entretenue par la cavité. Le passage du champ dans le décaleur de fréquence entraîne une translation du spectre de la valeur du décalage. Le gain permet ensuite au spectre de retrouver sa position originale. Cette dynamique est très similaire à celle exposé par Sabert et al^[25].

L'objet du paragraphe suivant est de comprendre les phénomènes qui provoquent l'apparition de la structure modale au sein de cette cavité laser en utilisant les résultats obtenus avec cette investigation numérique.

VI.5.3 Discussion

Les expérimentations et les simulations numériques ont démontré qu'un laser utilisant un décaleur dans la boucle de contre-réaction et émettant en régime de modes bloqués actif, admet une structure modale, et ce malgré le fait que cette dernière disparaît dans le cas d'une émission en régime continu. Nous tentons dans le présent paragraphe de comprendre la physique liée à ce phénomène.

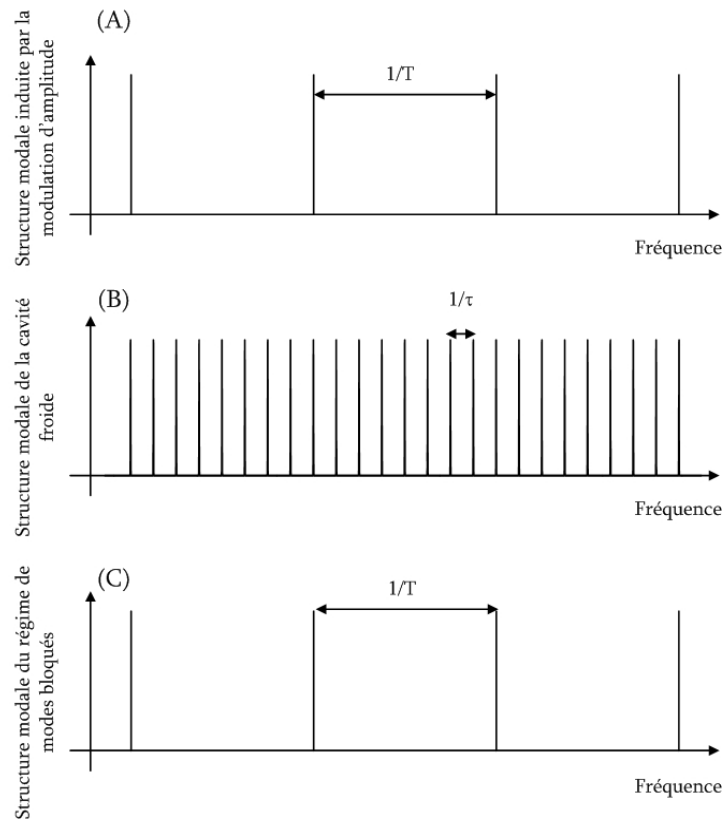


Figure 6.44 : Description fréquentielle du régime de modes bloqués. (A) Structure modale de la modulation d'amplitude, (B) structure modale de la cavité froide, (C) structure modale du régime de modes déclenchés.

La description du régime de modes bloqués d'un laser peut être réalisée aussi bien dans le domaine temporel que spectral. Dans ce qui suit, nous nous intéressons uniquement au domaine temporel.

D'un point de vue temporel, le régime de modes bloqués est obtenu lorsqu'une impulsion traverse le modulateur au moment où la transmission de celui-ci est maximale. D'un point de vue mathématique, ceci s'exprime de la manière suivante :

$$E(t-T)=E(t) \quad (6.37)$$

où T représente la période du signal de modulation. La périodicité temporelle mis en avant par l'équation (6.37) entraîne une périodicité dans le domaine de fréquence et la création d'une structure modale, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.44 (A). Dans le cas d'un laser classique, la cavité froide entretient une structure modale. En fait, après un aller-retour, le champ doit demeurer inchangé, ce qui se traduit mathématiquement par :

$$E(t-\tau)=E(t) \quad (6.38)$$

où τ représente le temps de vol au sein de la cavité froide. L'équation (6.38) est à l'origine de l'apparition des modes de cavité (figure 6.44 (B)). La structure modale d'un laser émettant en régime de modes bloqués est donc le résultat de la superposition de ces deux structures modales. La figure 6.44 (C) représente la structure modale résultante. La périodicité de cette structure est alors égale à $1/T$. Le modulateur électro-optique, ou tout autre dispositif permettant d'induire une modulation du signal laser, induit donc une atténuation forte des fréquences ne pouvant pas satisfaire la condition de résonance (6.37).

Quand un décaleur de fréquence est introduit dans la cavité laser, cette dernière n'entretient pas de modes de cavité ainsi que cela a été démontré au cours du chapitre IV. En effet, le décalage en fréquence ne permet pas la condition de stationnarité de s'établir et le spectre est alors composé d'un continuum de fréquence (figure 6.45 (B)).

L'obtention des modes de cavité est un processus passif et, dans le cas d'un laser émettant en régime continu, la perturbation induite par le décalage en fréquence n'est pas compensée. La

modulation d'amplitude des pertes de la cavité permettant d'obtenir le régime de modes bloqués est activée par la présence du modulateur électro-optique commandé par un signal radio-fréquence.

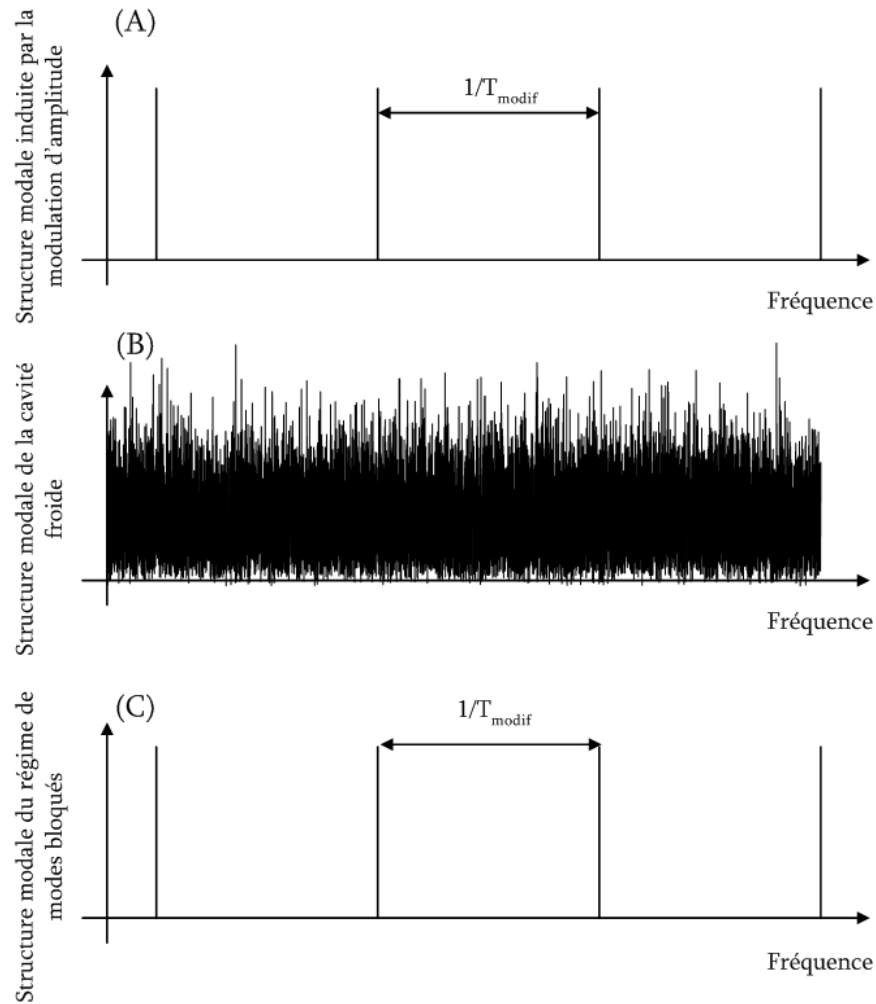


Figure 6.45 : Description fréquentielle du régime de modes bloqués. (A) Structure modale de la modulation d'amplitude, (B) structure modale de la cavité froide, (C) structure modale du régime de modes déclenchés.

Il reste néanmoins que le champ doit satisfaire à une condition de stationnarité (équation 6.37) et que, par conséquent, le spectre induit par cette modulation devrait également être un continuum de fréquence. Cependant, dans ce cas précis, l'effet du décalage est compensé de telle sorte que la fréquence de modulation est modifiée (équation 6.27). On obtient alors des modes (figure 6.45 (A)) et le spectre du laser en régime de modes bloqués est composé par la superposition de cette structure modale avec un continuum de fréquence. Il en résulte une structure modale clairement définie. Cette

périodicité spectrale entraîne une périodicité temporelle et donc la génération d'un train d'impulsion (figure 6.45C).

VI.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons proposé et démontré l'opération d'une source laser fortement multi-longueurs d'onde utilisant l'erbium comme milieu de gain et émettant en régime de modes bloqués. Dans les chapitres précédents, nous avons apporté la preuve que l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser classique utilisant l'erbium comme milieu de gain était une méthode robuste et stable pour obtenir un régime multi-longueur d'onde à température ambiante. L'ajout d'un modulateur électro-optique, quant à lui, permet au régime d'émission en modes bloqués de s'établir.

Une première configuration nous a permis de valider le principe de fonctionnement. Cette source délivrait 24 longueurs d'onde émettant simultanément en régime de modes bloqués et couvrant une bande spectrale allant de 1541 à 1552 nm. La largeur à mi-hauteur des impulsions était de 29 ps et le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ proche de la limite théorique (0.48) indiquant que les impulsions étaient faiblement chipées. Cependant la puissance totale de cette source était relativement faible (-6 dBm) à cause notamment des pertes importantes induites par le modulateur électro-optique. Cette configuration laser nous a permis de démontrer le principe mais certain de ces paramètres peuvent être améliorés comme par exemple la puissance totale ou la largeur des impulsions. Nous avons donc mis au point une seconde cavité laser incluant un certain nombre de modifications. Cette configuration a abouti à l'obtention d'une source laser délivrant 25 bandes spectrales émettant simultanément en régime de modes bloqués. À notre connaissance, il n'existe pas de source délivrant un nombre supérieur de longueurs d'ondes dans le cas d'un régime de modes bloqués. La largeur moyenne des impulsions obtenues avec cette source était de 18 ps et le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ était proche de la valeur théorique indiquant que ces impulsions étaient faiblement chirpées. La puissance totale de cette source est de 0 dBm et le rapport signal à bruit du spectre radio fréquence est meilleur que 35 dB, ce qui laisse penser que le train d'impulsions a une amplitude uniforme. Nous avons d'ailleurs vérifié cette affirmation en

mesurant le train d'impulsions délivré par cette source à l'aide d'un oscilloscope rapide à échantillonnage.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous avons souhaité comprendre la physique reliée à ce régime d'émission. À l'instar des régimes d'émission étudiés précédemment, l'ajout du décaleur de fréquence modifie considérablement la physique de cette source. Nous avons en premier lieu utilisé un modèle analytique simple basé sur l'approximation gaussienne. Ce modèle nous a permis d'identifier la fréquence de modulation qu'il fallait utiliser pour obtenir une stabilité du train d'impulsion. Contrairement à une cavité laser classique, cette fréquence de modulation ne correspond pas à un multiple de la fréquence de cavité mais à un multiple de l'ISL plus une valeur dépendant du décalage en fréquence. Nous avons vérifié les conclusions du modèle gaussien à l'aide d'un modèle numérique basé sur l'utilisation de la propagation des champs à l'intérieur de la cavité. De cette manière, nous avons pu observer que lorsque la fréquence de modulation correspondait à un multiple de l'ISL de la cavité, l'amplitude du train d'impulsion n'était pas uniforme. Et dans le même temps, lorsque la nouvelle fréquence de modulation était utilisée, le train d'impulsion était parfaitement uniforme et les modes latéraux du spectre correspondant étaient fortement atténués. Ces dernières observations démontrent que le régime de modes bloqués peut s'établir en présence d'un décaleur de fréquence.

VI.7 Bibliographie

- [1] D. Breur et K. Petermann, "Comparaison of NRZ and RZ modulation format for 40-Gb/s TDM standard-fiber systems", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 9, pp. 398-400, 1997.
- [2] J-L Augé, M. Cavallari, M. Jones, P.Kean D. Watley et A. Hadjifotiou, "Single channel 160 GB/s OTDM propagation over 480 km of standard fiber using a 40 GHz semiconductor mode-locked laser pulse source", *Proc. Tech. Dig. OFC Conf.*, Vol. 1, pp. 4-5, Paper TuA3, 2002.
- [3] S-G. Park, A. H. Gnauck, J. M. Weisenfeld et L-D. Garrett, "40-Gb/s transmission over multiple 120-km spans of conventional single-mode fiber using highly dispersed pulsed", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 12, pp. 1085-1087, 2000.
- [4] D. Breuer, H. J. Ehrke, F. Kuppers, R. Ludwig, K. Petermann, H. G. Weber et K. Weich, "Unrepeated 40-Gb/s RZ single-channel transmission at 1.55 μm using various fiber types", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, pp. 822-824, 1998.
- [5] K. R. Tamura, Y. Inoue, K. Sato, T. Komukai, A. Sugita et M. Nakazawa, "32 wavelength tunable mode-locked laser with 100 GHz channel spacing using an arrayed waveguide grating", *Proc. Tech. Dig. OFC Conf.*, Vol. 1, pp. 1-3, Paper TuJ5, 2001.
- [6] Y. Shiquan, L. Zhaohui, Y. Shuzhong, D. Xiaoyi, K. Guiyun et Z. Qida, "Tunable dual-wavelength actively mode-locked fiber laser with an F-P semiconductor modulator", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 1494-1496, 2002.
- [7] O. Deparis, R. Kiyan, E. Salik, D. Staudubov, J. Feinberg, O. Pottiez, P. Mégret et M. Blondel, "Round-trip time and dispersion optimization in a dual-wavelength actively mode-locked er-doped fiber laser including nonchirped fiber Bragg gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 11, pp. 1238-1240, 1999.
- [8] J. Vasseur, M. Hanna, J. Dudley et J-P. Goedgebuer "Alternate multiwavelength modelocked fiber laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 16, pp. 1816-1818, 2004.
- [9] H. Shi, G. A. Alphonse, J. C. Connolly et P. J. Delfyett, "20X 5Gbit/s optical WDM transmitter using single-stripe multiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 34, pp. 179-181, 1998.
- [10] M. Mielke, G. A. Alphonse et P. J. Delfyett, "60 channel WDM transmitter using multiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 38, pp. 368-370, 2002.
- [11] H. Shi, J. Finlay, G. A. Alphonse, J. C. Connolly et P. J. Delfyett, "Multiwavelength 10GHz picosecond pulse generation from a single-stripe semiconductor diode laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 9, pp. 1439-1441, 1997.

- [12] B. Zhu et I. H. White, "Multiwavelength picosecond optical pulse generation using an actively mode-locked multichannel grating cavity laser", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 13, pp. 2327-2335, 1995.
- [13] E. D. Park, T. J. Croeze, P. J. Delfyett, A. Braun et J. Abeles, "Multiwavelength mode-locked InGaAsP laser operating at 12 ch x 2 GHz and 16 ch x 10 GHz", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 837-839, 2002.
- [14] T. Papakyriakopoulos, A. Stavdas, E. N. Protonotarios et H. Avramopoulos, "10 x 10 GHz simultaneously modelocked multiwavelength fibre ring laser", *Electron. Lett.*, Vol. 35, pp. 717-718, 1999.
- [15] R. Hayashi et S. Yamashita, "Multiwavelength, actively mode-locked polarization maintaining fiber laser at 10 GHz", *Proc. Tech. Dig. OFC Conf.*, Vol. 1, pp. 239-240, Paper TuL6, 2003.
- [16] D. Pudo, L. R. Chen, D. Giannone, L. Zhang et I. Bennion, "Actively mode-locked dual-wavelength erbium-doped fiber laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 143-145, 2002.
- [17] B. Bakhshi et P. Andrekson, "Dual-wavelength 10-GHz actively mode-locked erbium fiber laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 11, pp. 1387-1389, 1999.
- [18] L. R. Chen, G. E. Town, P.-Y. cortés, S. LaRochelle et P. W. E. Smith, "Dual-wavelength mode-locked fibre laser with 0.7 nm wavelength spacing", *Electron. Lett.*, Vol. 36, pp. 1921-1923, 2000.
- [19] J.-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "Erbium-doped fiber laser simultaneously mode locked on more than 24 wavelength at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2002.
- [20] A.E. Siegman, "Lasers", *University Science Books*, 1986.
- [21] J.-N. Maran, S. LaRochelle and P. Besnard, "A 25x10 GHz modelocked Erbium-doped fiber", paper CWA70, CLEO'04, 2004.
- [22] D. J. Kuisaga et A. E. Siegman, "FM and AM locking of the homogeneous laser - part I: theory", *IEEE J. of Quant. Electron.*, Vol. QE-6, pp. 694-708, 1970.
- [23] R. Slavík et S. LaRochelle, "Frequency shift in a fiber laser resonator", *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 28-30, 2002.
- [24] B. A. E. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", *Wiley interscience*, 1991.
- [25] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.

CONCLUSION

Nos travaux de recherche ont porté sur la réalisation et l'étude de sources multi-longueur d'onde utilisant l'ion erbium comme milieu de gain. La principale difficulté consistait à contourner l'élargissement homogène du milieu de gain dû à l'utilisation de la silice dopée à l'erbium. En effet, à température ambiante, cette propriété ne permet pas l'établissement de l'émission multi-longueur d'onde car le gain est saturé par une seule et unique bande spectrale, celle ayant le gain le plus important. Dans le cadre de ces travaux de doctorat, la solution qui a été privilégiée afin de limiter la compétition de gain a été l'utilisation d'un décaleur de fréquence dans une cavité laser classique. Des travaux antérieurs^{[1]-[2]}, ayant mis en œuvre cette technologie pour obtenir une émission multi-longueur d'onde avec l'erbium, ont constitué le point de départ de notre recherche. Cependant plusieurs questions restaient ouvertes concernant la physique et la dynamique de ces lasers, leur régime d'émission, l'optimisation de l'émission continue et enfin, bien qu'un régime de modes bloqués passif avait déjà été démontré, aucun régime de modes bloqués multi-longueur d'onde à haut taux de répétition n'avait encore fait l'objet d'une étude.

Dans un premier temps, les expérimentations nous ont permis de démontrer que l'émission lumineuse délivrée par cette source était bien une émission laser. Cette démonstration s'est révélée nécessaire car il existait une certaine confusion à ce sujet dans la littérature scientifique. Certains auteurs qualifiaient ce laser de source d'émission spontanée amplifiée^[3], tandis que d'autres avaient démontré de manière théorique qu'il s'agissait d'une source laser^[4]. Nous avons défini deux paramètres expérimentaux, résultant directement de la propriété fondamentale d'un laser, afin d'être capable de statuer sur la nature de l'émission de cette source lumineuse. Puisque l'émission de lumière au sein d'un laser provient du processus d'émission stimulée la courbe reliant la puissance de sortie du laser à la puissance de pompe doit admettre un seuil et de plus, une discrimination spectrale doit être observée. Autrement dit le spectre de la source doit être beaucoup plus étroit que la réponse spectrale du milieu de gain. Nous avons été capables de vérifier que la courbe LI d'un laser utilisant un décaleur de fréquence admettait un seuil et que le spectre de ce laser était beaucoup plus étroit que la réponse de ce milieu de gain. Nous pouvons donc conclure qu'une source lumineuse utilisant un décaleur de

fréquence est bel et bien une source laser confirmant ainsi les investigations théorique de Bellemare et al^[4].

Par la suite, il s'agissait d'étudier les régimes d'émission d'une telle source. Cette étude était nécessaire dans la mesure où nous avons observé, lors des études exploratoires, que le régime d'émission de ce laser évoluait en fonction de certains paramètres comme la puissance de pompe, la longueur totale de la cavité ou le nombre de longueur d'onde. De ce fait, une étude approfondie des régimes d'émission de ce laser a été réalisée et ce, afin de déterminer les paramètres induisant le passage d'un régime à un autre. Nos expériences ont été réalisées en contrôlant la puissance de pompe, les pertes totales, la longueur totale de la cavité, la longueur du milieu de gain et le nombre de longueurs d'onde. Nous avons identifié que ce laser émettait suivant trois principaux régimes : continu, modes bloqués passif et modes déclenchés. Les deux premiers ont été longuement étudiés dans des travaux antérieurs^{[5]-[7]}. En revanche, le régime de modes déclenchés n'avait jamais été observé auparavant avec ce type de cavité laser. Malheureusement, nous n'avons pas pu définir avec certitude les règles régissant l'apparition d'un régime plutôt qu'un autre. Toutefois, nous avons démontré qu'il était possible d'annuler l'apparition du régime de modes bloqués en augmentant les pertes de la cavité ou le nombre de longueur d'onde. Ce régime étant basé sur les effets non linéaires, la diminution de la puissance optique dans chaque bande spectrale permet de le faire disparaître. Dans le cas du régime de modes déclenchés, il nous a été impossible d'obtenir sa complète disparition, et ce quelle que soit la configuration laser utilisée. Ces travaux de caractérisation des régimes d'émission d'un laser utilisant un décaleur de fréquence ont fait l'objet d'une publication, présentée à la référence [8].

Le régime d'émission en modes déclenchés n'étant pas un mode d'émission classique pour une telle source, une étude approfondie de sa dynamique a été réalisée. En effet, notre laser ne contenant pas d'élément induisant une modulation des pertes de la cavité, l'apparition de ce régime a suscité notre intérêt. Une étude expérimentale nous a permis d'identifier des différences entre ce régime et le régime de modes déclenchés classique, comme par exemple une symétrie dans la forme des impulsions ou le fait que ce régime apparaît exclusivement lorsque le filtre spectral et le décaleur de fréquence sont présents dans la cavité. De plus, cette étude nous a permis d'éliminer l'hypothèse voulant que la

présence de paire d'ions soit à l'origine de ce régime dans la mesure où la cavité *free running*, c'est à dire n'utilisant pas le décaleur de fréquence et le filtre, émettait en régime continu.

Afin de comprendre la dynamique de l'émission modes déclenchés, un modèle numérique a été développé. Ce dernier est basé sur l'utilisation d'un modèle d'ondes propagatives, modifié de façon à prendre en compte la présence d'un décaleur de fréquence dans la cavité. À l'aide de celui-ci, nous avons pu identifier que la dynamique de ce régime provenait d'une auto injection de l'énergie à l'intérieur du spectre, induite par le décaleur en fréquence et non d'une modulation des pertes de la cavité. Nous avons démontré que l'amplitude du spectre varie au cours du temps alors que les pertes de la cavité ainsi que le gain demeurent constants. Dans certaines conditions, le décalage en fréquence induit un gain pour l'amplitude du spectre, on parle alors de bilan d'énergie positif. C'est à dire que l'énergie perdue, car injecté dans une bande de longueur d'onde où l'atténuation domine, est plus faible que celle injectée vers le centre du spectre là où le gain est maximal. Cependant ce bilan d'énergie peut devenir négatif, c'est à dire que l'énergie perdue est plus importante que celle qui est injectée vers le centre du spectre. Cette variation de l'amplitude du spectre du laser entraîne alors la formation d'un train d'impulsions. Ce modèle nous a aussi permis de comprendre les transitions entre le régime continu et ce régime de modes déclenchés. Nous avons établi que le facteur d'asymétrie et la largeur à mi-hauteur du spectre étaient les deux facteurs importants à considérer lors de ces transitions. Lorsqu'un réseau de Bragg est utilisé comme dispositif de sélection spectrale, le spectre devient asymétrique et la dynamique reliée au régime impulsionnel peut alors se développer. Si au contraire, nous utilisons un filtre Fabry-Perot, le spectre du laser est totalement symétrique empêchant alors la dynamique du régime de modes déclenchés de se mettre en place et autorisant donc le régime d'émission continu.

Bien que les réseaux de Bragg peuvent induire un régime impulsionnel, ce sont des dispositifs de sélection spectrale très avantageux pour les cavités laser multi-longueurs d'onde. Ils offrent, en effet, la possibilité de contrôler la réflectivité de chaque bande spectrale permettant ainsi d'obtenir un spectre de sortie dont les lignes laser ont sensiblement la même puissance. Cette propriété nous a conduit à réaliser un laser fortement multi-longueur d'onde en utilisant une cascade de réseaux de Bragg comme dispositif de sélection spectrale. La technique d'écriture de réseaux intra-cavité permet,

quant à elle, de contrôler de manière optimale la platitude du spectre de sortie. De cette façon, nous avons obtenu un laser émettant suivant 17 longueurs d'onde séparées de 2.2 nm et couvrant la totalité de la bande C. La puissance totale de cette source était de 4 dBm avec un rapport signal à bruit de 45 dB. Après ajustement de la cavité, la platitude du spectre de sortie était de l'ordre de 3 dB. Ces résultats expérimentaux ont fait l'objet d'une publication présentée à la référence [9]. Nous avons alors utilisé cette source pour la mesure de la dispersion chromatique d'un lien en fibre optique. Une méthode efficace pour la mesure de la dispersion chromatique doit être simple, rapide, ne pas nécessiter la transmission d'un signal de référence et être répétable. À l'aide de la méthode du temps de vol et de notre laser multi-longueur d'onde, nous avons mesuré la dispersion chromatique de 10 kilomètres de fibre SMF, de 40 kilomètres de fibre LEAF et un module de compensation de dispersion chromatique de 14 kilomètres^[10]. L'utilisation d'un laser multi-longueur permet d'accroître la vitesse de mesure car il est possible de réaliser la mesure de dispersion pour plusieurs bandes spectrales simultanément. Une analyse comparative des mesures réalisées d'une part à l'aide notre méthode et d'autre part, à l'aide d'une méthode de *phase shift* classique, a permis de valider l'utilisation de notre laser pour la mesure de la dispersion chromatique. Cette méthode est rapide, précise et ne nécessite aucun signal de référence. Cependant, il n'est pas réaliste de l'utiliser pour la mesure de la dispersion d'un composant optique comme les réseaux de Bragg, par exemple, étant donné qu'elle nécessite un niveau de dispersion chromatique élevé.

La dernière contribution importante de nos travaux de doctorat concerne la réalisation et l'étude théorique des sources laser multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués. L'intérêt de ces lasers réside dans leur utilisation en tant que transmetteur pour des systèmes de télécommunication optique ayant des taux de transmission supérieurs ou égaux à 40 Gbits/s. L'utilisation d'un décaleur de fréquence, tel que cela été démontré dans le présent manuscrit, est une méthode robuste pour obtenir un régime multi-longueurs d'onde stable à température ambiante. En lui associant un modulateur électro-optique, il a été possible d'obtenir une source laser émettant en régime de modes bloqués sur plusieurs bandes spectrales, et ce de façon simultanée^{[11]-[13]}. Une configuration optimisée de la cavité nous a ainsi permis d'obtenir un laser émettant simultanément sur 25 longueurs d'onde en régime de modes bloqués. Ces bandes spectrales couvraient une plage allant de 1540 à 1560 nm avec une platitude de 6.8 dB. Le train d'impulsions avait une platitude uniforme et un

taux de répétition de 10 GHz. L'évaluation du produit $\Delta\nu\Delta\tau$, proche de la limite théorique, démontrait que les impulsions fournies par cette source étaient faiblement *chirpées*. L'étude théorique de la dynamique de ce régime a révélé quelques différences avec un régime de modes bloqués classique. Le modèle gaussien utilisé, aboutissait à une solution analytique pour la fréquence de modulation, qui dans le cas d'une cavité utilisant un décaleur de fréquence était égale à un multiple de l'intervalle spectral libre de la cavité auquel il fallait ajouté un terme dépendant du décalage en fréquence. Ce résultat a été validé en utilisant une simulation numérique. Nous avons également démontré que dans le cadre d'une émission en modes bloqués, cette cavité laser entretenait des modes de cavité dont la séparation en fréquence correspondait à la fréquence de modulation contrairement au régime d'émission continue.

La réalisation d'une source laser fortement multi-longueurs d'onde émettant en régime de modes bloqués offre des perspectives intéressantes pour le domaine des télécommunications optiques à haut taux de transmission. Cependant, pour ce type d'applications, le taux de répétition doit être augmenté. Pour ce faire, il serait envisageable de remplacer le modulateur électro-optique actuellement utilisé par un dispositif permettant une modulation à 40 GHz. Cependant, l'électronique nécessaire à la génération du signal de modulation radio fréquence est complexe à réaliser et très dispendieuse. Il semble donc préférable d'utiliser des techniques de multiplication du taux de répétition. Dans cette optique, la technique extra-cavité de type multiplexage en temps pourrait être utilisée. Cette technique basée sur l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder permet d'obtenir des coefficients de multiplication du taux de répétition de 4 ou 8, ce qui est suffisant pour obtenir le taux désiré. De la même façon, il serait possible de faire appel à une technique intra-cavité comme, par exemple, le filtrage en amplitude. En effet, en introduisant un filtre Fabry-Perot dont l'ISL correspondrait au taux de répétition désiré et une finesse permettant la sélection précise des modes de cavité, il serait possible de supprimer certains modes dans le spectre optique, ce qui permettrait d'augmenter le taux de répétition.

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

- [1] A.E. Siegman, "Lasers", *University Science Books*, 1986.
- [2] S. Kim, J. Kwon, S. Kim et B. Lee, "Multiplexed strain sensor using fiber grating-tuned fiber laser with a semiconductor optical amplifier", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 350-351, 2001.
- [3] L. Talaverano, S. Abad, S. Jarabo et M. Lopez-Amo, "Multiwavelength fiber laser sources with Bragg-grating sensor multiplexing capability", *J. of Light. Technol.*, Vol. 19, pp. 553-558, 2001.
- [4] G. Whitenett, G. Stewart, H. Yu et B. Culshaw, "Investigation of a tuneable mode-locked fiber laser for application to multipoint gas spectroscopy", *J. of Light. Technol.*, Vol. 22, pp. 813-819, 2004.
- [5] M. D. Mermelstein, C. Headley, J-C. Bouteiller, P. Steinvurzel, C. Horn, K. Feder et B. J. Eggleton, "Configurable three-wavelength Raman fiber laser for Raman amplification and Dynamic gain flattening", *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol., 13, pp. 1286-1288, 2001.
- [6] H. Shi, G. A. Alphonse, J. C. Connolly et P. J. Delfyett, "20X 5Gbit/s optical WDM transmitter using single-stripe multiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 34, pp. 179-181, 1998.
- [7] M. Mielke, G. A. Alphonse et P. J. Delfyett, "60 channel WDM transmitter using multiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 38, pp. 368-370, 2002.
- [8] P. C. Beker, "Erbium-doped fiber amplifier: fundamentals and technology", *Academic press*, 1999.
- [9] H. L. An, X. Z. LinY. E. B. Pun et H. D. Liu, "Multi-wavelength of an erbium-doped fiber ring laser using a dual-pass Mach-Zehnder comb filter", *Opt. Comm.*, Vol. 169, pp. 159-165, 1999.
- [10] N. Park et P. F. Wysocki, "24-lines multiwavelength operation of erbium-doped fiber ring laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 8, pp. 1459-1461, 1996.
- [11] Q. Mao et J. W. Y. Lit, "Switchable multiwavelength erbium doped fiber laser with cascaded fiber Bragg grating cavities", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 612-614, 2002.

- [12] H. Takahashi, H. Toba et Y. Inoue, "Multiwavelength ring laser composed of EDFAs and an array-waveguide wavelength multiplexer", *Electron. Lett.*, Vol. 30, pp. 44-45, 1994.
- [13] T. Miyazaki, N. Edagawa, S. Yamamoto et S. Akiba, "A multiwavelength fiber ring laser employing a pair of silica-based array-waveguide-gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 612-614, 2002.
- [14] G. Das et J. W. Y. Lit, "L-band multiwavelength fiber laser using an elliptical fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 606-608, 2002.
- [15] O. Boyraz et M. N. Islam, "A multiwavelength CW source based on longitudinal mode-carving of supercontinuum generated in fibers and noise performance", *J. of Light. Technol.*, Vol. 20, pp. 1493-1499, 2002.
- [16] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh et M. Ishii, "150 channel supercontinuum CW optical source with high SNR and precise 25 GHz spacing for 10 Gbit/s DWDM systems", *Electron. Lett.*, Vol. 37, pp. 304-306, 2001.
- [17] H. Sasamori, K. Isshiki, H. Watanabe, et K. Kasahara, "Multiwavelength erbium-doped ring light source with fiber grating filter", *Technical digest of optical amplifiers and their applications*, WC3, pp. 235, 1997.
- [18] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle, et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [19] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [20] R. Slavík, S. LaRochelle et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.
- [21] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multi-wavelength erbium-doped fiber laser with frequency-shifted feedback", *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.
- [22] J. M. Sousa et O. G. Okhotnichov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted feedback fibre laser", *Optic. Comm.*, Vol. 183, pp. 227-241, 2000.
- [23] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.
- [24] J-N. Maran, P. Besnard et S. LaRochelle, "Theoretical analysis of the pulsed regime observed with a frequency-shifted-feedback fiber laser", submitted to *JOSAB*, 2004.

- [25] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "C-band multi-wavelength frequency shifted Erbium-doped fiber laser", *Opt. Comm.*, Vol. 218, pp.81-86, 2003.
- [26] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.
- [27] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "A 25x10 GHz modelocked Erbium-doped fiber", paper CWA70, *CLEO'04*, 2004.

CHAPITRE 1

- [1] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", *Wiley-interscience*, 1991.
- [2] http://www.nettest.com/Products/Products/Tunics,_Plus/Overview.aspx.
- [3] D. J. Taylor, S. E. Harris et S. T. K. Nieh, "Electronic tuning of a dye laser using the acousto-optic filtre", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 19, pp. 269-271, 1971.
- [4] S. E. Harris, S. T. K. Nieh et D. K. Winslow, "Electronically tunable acousto-optique filter", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 15, pp. 325-326, 1969.
- [5] G. A. Coquin et K. W. Cheung, "Electronically tunable external-cavity semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 24, pp. 599-600, 1988.
- [6] P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet et B. Y. Kim, "Broad-spectrum, wavelength sweep erbium doped fiber laser at 1.55 μ m", *Optic. Lett.*, Vol. 15, pp. 879-881, 1990.
- [7] M. Y. Jeon, H. K. Lee, J. T. Ahn, D. S. Lim, D. I. Chang, K.H. Kim et S. B. Kang, "Wideband wavelength tunable modelocked fibre laser over 1557-1607 nm", *Electron. Lett.*, Vol. 36, pp. 300-301, 2000.
- [8] D. A. Smith, M. W. Maeda, J. J. Johnson, J. S. Patel, M. A. Saifi et A. Von Lehman, "Acoustically tuned erbium-doped fiber ring laser", *Optic. Lett.*, Vol. 16, pp. 387-389, 1991.
- K. Takabayashi, K. Takada, N. Hashimoto, M. Doi, S. Tomabechi, T. Takeuchi, G. Nakagawa, H. Miyata, T. Nakazawa et K. Morito, "Widely (90 nm) wavelength tunable laser using a semiconductor optical amplifier and a acousto-optic tunable filter", *ECOC'03*, Th1, 2003.

- [9] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen et L. Dong, "High-energy single transverse mode Q-switched fiber laser based on a multimode large mode area erbium doped fiber", *Optic. Lett.*, Vol. 23, pp. 1683-1685, 1998.
- [10] J.-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "Erbium-doped fiber laser simultaneously mode locked on more than 24 wavelength at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2002.
- [11] L. C. Foster, M. D. Ewy et C. B. Crumly, "Laser mode locking by an external doppler cell", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 6, pp. 6-8, 1965.
- [12] L. E. Hargove, R. L. Fork et M. A. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 5, pp. 4-5, 1964.
- [13] J. M. Sousa et O. G. Okhotnichov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted feedback fibre laser", *Optic. Comm.*, Vol. 183, pp. 227-241, 2000.
- [14] F. Fontana, L. Bossalini, P. Franco, M. Midrio, M. Romagnoli et S. Wabnitz, "Self-starting sliding-frequency fibre soliton laser", *Electron. Lett.*, Vol. 30, pp. 321-322, 1994.
- F. V. Kowalski, S. J. Shattil et P. D. Hale, "Optical pulse generation with a frequency shifter feedback laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, pp. 734-736, 1988.
- [15] J. Porta, A. B. Grudinin, Z. J. Chen, J. D. Minelly et N. J. Traynor, "Environmentally stable picoseconde ytterbium fiber laser with a broad tuning range", *Optic. Lett.*, Vol. 23, pp. 615-617, 1998.
- [16] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.
- [17] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers, device and system developements", *Wiley-interscience*, 2002.
- [18] H. Sasamori, K. Isshiki, H. Watanabe, et K. Kasahara, "Multiwavelength erbium-doped ring light source with fiber grating filter", *Technical digest of optical amplifiers and their applications*, WC3, pp. 235, 1997.
- [19] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [20] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.

[21] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, “High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band”, *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.

CHAPITRE 2

[1] E. Snitzer, “Proposed fiber cavities for optical maser”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 32, pp. 36-39, 1961.

[2] C. J. Koester et E. Snitzer, “Amplification in a fiber laser”, *Appl. Opt.*, Vol. 3, pp. 1182-1186, 1964.

[3] J. Stone et C. A. Burrus, “Neodymium-doped silica lasers in end-pump fiber geometry”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 13, pp. 1256-1258, 1974.

[4] S. B. Poole, D. N. Payne et M. E. Fermann, “Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions”, *Electron. Lett.*, Vol. 21, pp. 737-738, 1985.

[5] A.E. Siegman, “Lasers”, *University Science Books*, 1986.

[6] P. C. Beker, “Erbium-doped fiber amplifier: fundamentals and technology”, *Academic press*, 1999.

[7] M.J.F. Digonnet, “Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers”, *Marcel Dekker inc*, 2001.

[8] J. M. Senior, “Optical fiber communications: Principles and practice Second edition”, *Prentice Hall*, 1992.

[9] F. Sanchez et G. Stephan, “General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers”, *Phys. Rev. E.*, Vol. 53, pp. 2110-2123, 1996.

[10] Guy Michel Stéphan “Semiclassical study of the laser transition” *Phys. Rev. A*, Vol. 55, pp. 1371-1384, 1997.

[11] M. Bondiou, R. Gabet, G. M. Stéphan et P. Besnard, “Linewidth of an optically injected semiconductor laser”, *J of Optics B*, Vol. 2, pp. 41-46, 2000.

[12] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics”, *Wiley-interscience*, 1991.

[13] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 10, pp. 647-648, 1978.

- [14] D. P. Hand et P. J. Russel, "Single mode fibre gratings written into a Sagnac loop using photosensitive fibre: transmission filters", *IOOC, Technical Digest*, pp. 3052, 1989.
- [15] G. Meltz, W. W. Morey et W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibres by transverse holographic method", *Opt. Lett.*, Vol. 14, pp. 823-825, 1989.
- [16] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey et D. L. Williams, "All-fibre narrowband reflection gratings at 1550 nm", *Electron. Lett.*, Vol. 26, pp. 730, 1990.
- [17] B. Poumellec et F. Kherbouche, "The photorefractive Bragg gratings in the fibers for telecommunications", *J. Phys. III France*, Vol. 6, pp. 1595-1624, 1996.
- [18] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi et W. A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity of GeO₂ doped optical fibres", *Electron. Lett.*, Vol. 29, pp. 1191-1193, 1993.
- [19] T. E. Erdogan, "Fiber Grating spectra", *J. of Light. Technol.*, Vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.
- [20] R. Kashyap, "Fiber Bragg gratings", *Academic Press*, 1999.
- [21] J. Martin et F. Ouellette, "Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings", *Electron. Lett.*, Vol. 30, pp. 811-812, 1994.
- [22] P.-Y. Cortes, H. Fathallah, S. LaRochelle, L.A. Rusch, et P. Loiselle, "Writing of Bragg Gratings with Wavelength Flexibility using a Sagnac Type Interferometer and Application to FH-CDMA", *ECOC'98*, pp. 411-412, 1998.
- [23] A. Swanton, D. J. Armes, K. J. Young-Smith et R. Kashuap, "Use of e-beam written, reactive ion etched, phase masks for the generation of novel photorefractive fibre gratings", *Special issue J. Micro. Electron. Eng.*, Vol. 30, pp. 509-512, 1996.
- [24] J. E. Curran, "Production of surface patterns by chemical plasma etching", *J. Phys. E*, Vol. 14, pp. 393-407, 1981.
- [25] <http://www.teraxion.com/en/products/wdm.htm#TFWDM>
- [26] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Opt. Lett.*, Vol. 12, pp. 847, 1987.
- [27] R. Slavik, S. Doucet et S. Larochelle, "Polarisation selective all-fibre Fabry-Perot filters with superimposed chirped Bragg gratings in high-birefringence fibres", *Electron. Lett.*, Vol. 39, pp. 650-651, 2003.

- [28] R. Slavik, S. Doucet et S. Larochelle, "High-performance all-fiber Fabry-Perot filters with superimposed chirped Bragg gratings", *IEEE J. Ligth. Technol.*, Vol. 21, pp. 1059-1065, 2003.
- [29] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind et J. R. Simpson, "Study of spectral dependence of gain saturation and effect of inhomogeneous broadening in erbium-doped aluminosilicate fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, pp. 653-655, 1990.
- [30] A. K. Srivasta, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. D. Evans et M. A. Mills, "Room temperature spectral hole-burning in erbium-doped fiber amplifier", *Optical Fiber Communication Conference*, Vol. 2, pp. 33-34, 1996.
- [31] S. Zemon, G. Lambert, W. J. Miniscalco et B. A. Thompson, "Homogeneous linewidth in Er^{3+} -doped glasses measured by resonance fluorescence line narrowing", *Fiber laser sources and amplifiers III, Proc. SPIE*, Vol. 1581, pp. 91-100, 1992.
- [32] R. I. Laming, L. Reekie, P. R. Morkel et D. N. Payne, "Multichannel crosstalk and pump noise characterisation of Er^{3+} -doped fibre amplifier pumped at 980 nm", *Elect. Lett.*, Vol. 25, pp. 455-456, 1989.
- [33] W. J. Miniscalco, L. J. Andrews, B. A. Thompson, T. Wei et B. T. Hall, " $^4\text{I}_{13/2}$ - $^4\text{I}_{15/2}$ emission and absorption cross section for Er^{3+} -doped glasses", *OSA Proc. Series*, Vol. 5, pp. 354-357, 1989.
- [34] W. J. Miniscalco, L. J. Andrews, B. A. Thompson, T. Wei et B. T. Hall, "The effect of glass composition on the performance of Er^{3+} fiber amplifiers", *Fiber laser sources and amplifiers, Proc. SPIE*, Vol. 1171, pp. 93-102, 1990.
- [35] E. Desurvire et J. R. Simpson, "Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers", *J. of Ligth. Tech.*, Vol. 7, pp. 835-845, 1989.
- [36] K. Dybdal, N. Bjerre, J. Engholm et C. C. Larsen, "Spectroscopic properties of Er-doped silica fibers and preforms", *Fiber laser sources and amplifiers, Proc. SPIE*, Vol. 1171, pp. 209-218, 1990.
- [37] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith et W. L. Krupke, "Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} ", *IEEE J. Quant. Elect.*, Vol. 28, pp. 2619-2630, 1992.
- [38] M. Karásek et A. Bellemare, "Numerical Analysis of Multifrequency Erbium-Doped Fiber Ring Laser Employing a Periodic Filter and a Frequency shifter", *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 147, pp. 115-119, 2000.

CHAPITRE 3

- [1] H. Sasamori, K. Isshiki, H. Watanabe, et K. Kasahara, "Multiwavelength erbium-doped ring light source with fiber grating filter", *Technical digest of optical amplifiers and their applications*, WC3, pp. 235, 1997.
- [2] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle, et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [3] M. Karásek et A. Bellemare, "Numerical Analysis of Multifrequency Erbium-Doped Fiber Ring Laser Employing a Periodic Filter and a Frequency shifter", *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 147, pp. 115-119, 2000.
- [4] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [5] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.
- [6] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "C-band multi-wavelength frequency-shifted Erbium-doped fiber laser", *Opt. Comm.*, Vol. 218, pp. 81-86, 2003.
- [7] J. M. Sousa et O. G. Okhotnichov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted feedback fibre laser", *Optic. Comm.*, Vol. 183, pp. 227-241, 2000.
- [8] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.
- [9] K. Kasahara, K. Nakamura, M. Sato et H. Ito, "Dynamics proprieties of an all solid-state frequency-shifted feedback laser", *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 34, pp. 190-203, 1998.
- [10] I. C. M. Littler, S. Balle et K. Bergmann, "Continuous-wave laser without frequency domain mode structure: investigation of emission proprieties and buildup dynamics", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, pp. 1412-1420, 1991.
- [11] L. C. Foster, M. D. Ewy et C. B. Crumly, "Laser mode locking by an external dopper cell", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 6, pp. 6-8, 1965.
- [12] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers, device and system developments", *Wiley-interscience*, 2002.

- [13] H. L. An, X. Z. Lin, Y. E. B. Pun et H. D. Liu, "Multi-wavelength operation of an erbium-doped fiber ring laser using a dual-pass Mach-Zehnder comb filter", *Opt. Comm.*, Vol. 169, pp. 159-165, 1999.
- [14] A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, 1986.
- [15] A. Bellemare, "Lasers à fibre dopée erbium accordables et multifréquences applicables aux télécommunications par fibre optique", thèse présentée à la faculté des études supérieures de l'Université Laval, 2000.
- [16] W. Steifer et J.R. Whinnery, "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, pp. 335-338, 1970.
- [17] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multi-wavelength erbium-doped fiber laser with frequency-shifted feedback", *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.

CHAPITRE 4

- [1] A.E. Siegman, "Lasers", *University Science Books*, 1986.
- [2] M.J.F. Digonnet, "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers", *Marcel Dekker inc*, 2001.
- [3] T. P. Lee et R. H. Roldan, "Repetitively Q-Switched light pulses from GaAs injection lasers with tandem double-section stripes geometry", *IEEE J. of quantum Electron.*, Vol. 6, pp. 339-352, 1970.
- [4] F. Sanchez et G. M. Stephan, "General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers", *Phys. Rev. E*, Vol. 53, pp. 2110-2121, 1996.
- [5] M. K. Davis, M. J. F. Digonnet et R. H. Pantell, "Characterization of clusters in rare earth-doped fibers by transmission measurements", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, pp. 120-126, 1995.
- [6] M. J. F. Digonnet, M. K. Davis et R. H. Pantell, "Rate equations for clusters in rare earth-doped fibers", *Opt. Eng.*, Vol. 1, pp. 48-57, 1994.
- [7] P. Roy et D. Pagnoux, "Analysis and optimization of a Q-Switched Erbium doped fiber laser working with a short rise time modulator", *Opt. Fiber Technol.*, Vol. 2, pp. 235-240, 1996.
- [8] D.H. Stone, "Effects of axial nonuniformity in modeling Q-Switched lasers", *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 10, pp. 1970-1973, 1992.

- [9] W.D. Chi, L. Chao et M.K. Rao, "Time-domain large signal investigation on nonlinear interactions between an optical pulse and semiconductor waveguide", *IEEE J. of quantum Electronn.*, Vol. 37, pp. 1329-1336, 2001.
- [10] P. P. vasil'ev, "High-power high frequency picosecond pulses generation by passive Q-switched 1.55 μ m diode lasers", *IEEE J. of quantum Electronn.*, Vol. 29, pp. 1687-1692, 1993.
- [11] B. A. E. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", *Wiley interscience*, 1991.
- [12] M. Karásek et A. Bellemare, "Numerical Analysis of Multifrequency Erbium-Doped Fiber Ring Laser Employing a Periodic Filter and a Frequency shifter", *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 147, pp. 115-119, 2000.
- [13] J-N. Maran et S. LaRoche, "Temporal characterization of a multiwavelength Erbium-doped fiber laser with frequency-shifter feedback", *Proc. SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.
- [14] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling et B.P. Flannery, "Numerical recipes in C", Cambridge University Press, 1999.
- [15] A. Chandonnet et G. Larose, "High power Q-Switching erbium fiber laser", *Opt. Eng.*, Vol. 32, pp. 2031-2035, 1993.
- [16] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.
- [17] R. Slavík, S. LaRoche et M. Karasek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength Erbium-doped fiber ring laser in C-band", *Opt. Comm.*, Vol. 26, pp. 365-371, 2002.
- [18] R. Slavík et S. LaRoche, "Frequency shift in a fiber laser resonator", *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 28-30, 2002.
- [19] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [20] J-N. Maran, S. LaRoche et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.
- [21] Abramowitz. M. et Stegun, I. A. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, 9th printing. New York: Dover, p. 928, 1972.

CHAPITRE 5

- [1] International telecommunication union (ITU-T), "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers", recommendation G.692, pp. 40, 1998.
- [2] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.
- [3] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.
- [4] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [5] W. Streifer et J. R. Whinnery, "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter", *Applied Phys Lett.*, Vol. 17, pp. 335-337, 1970
- [6] K. Nakamura, F. Abe, K. Kasahara, T. Hara, M. Sato et H. Ito, "Spectral characteristic of an all-solid state frequency-shifted feedback laser", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 33, pp. 103-111, 1997.
- [7] K. Kasahara, K. Nakamura, M. Sato et H. Ito, "Dynamic properties of an all-solid state frequency-shifted feedback laser", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 34, pp. 190-203, 1998.
- [8] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp.1360-1368, 1994.
- [9] I. C. Littler, S. Balle et K. Bergmann, "Continuous-wave laser without frequency-domain-mode structure: investigation of emission properties and buildup dynamics", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, pp. 1412-1420, 1991.
- [10] F. V. Kowalski, P. D. Hale et J. Shattil, "Broadband continuous-wave laser", *Optic. Lett.*, Vol. 13, pp. 622-624, 1988.
- [11] P. D. Hale et F. V. Kowalski, "Output characterization of a frequency shifted feedback laser : theory and experiment", *J. of Quantum Electron.*, Vol. 26, pp. 1845-1851, 1990.
- [12] I. C. M. Littler et J. Eschner, "The CW modeless laser : model calculations of an active frequency shifted feedback cavity", *Optic. Comm.*, Vol. 87, pp. 44-52, 1992.
- [13] A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, 1986.

- [14] C. C. Davis, "Lasers and electro-optics, Fundamentals and engineering", *Cambridge university press*, 1996.
- [15] M.J.F. Digonnet, "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers", *Marcel Dekker inc*, 2001.
- [16] J. P. Pérez, "Optique, fondements et applications", *Masson édition*, 1996.
- [17] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", *Wiley-interscience*, 1991.
- [18] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [19] R. Kashyap, "Fiber bragg gratings", *Academic press*, 1999.
- [20] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multi-wavelength erbium-doped fiber laser with frequency-shifted feedback", *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.
- [21] L. Grüner-Nielsen, S. N. Knudsen, B. Edvold, T. Veng, D. Magnussen, C.C. Larsen et H. Damsg, "Dispersion Compensating Fibers", *Opt. Fiber Technol.*, Vol. 6, pp.164-180, 2000.
- [22] B. J. Eggleton, A. Ahuja, P. S. Westbrook, J. A. Rogers, P. Kuo, T. N. Nielsen et B. Mikkelsen, "Integrated tunable fiber gratings for dispersion management in high-bit rate systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 1418-1432, 2000.
- [23] L. G. Cohen, "Comparison of single mode fiber dispersion measurement techniques", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 5, pp. 958-966, 1985.
- [24] S. Ryu, Y. Horiuchi et K. Mochizuki, "Novel Chromatic Dispersion Measurement Method Over Continuous Gigahertz Tuning Range", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, pp. 1177-1180, 1989.
- [25] L. Thevenaz, J. P. Pellaux, et J. P. Von der Weid, "All-fiber interferometer for chromatic dispersion measurements", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 6, pp.1-7, 1988.
- [26] H. Riedmatten, M. Wegmüller, H. Zbinden et N. Gisin, "Group delay analysis of chirped fiber Bragg gratings using photon counting", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 615-617, 2001.

CHAPITRE 6

- [1] D. Breur et K. Petermann, "Comparaison of NRZ and RZ modulation format for 40-Gb/s TDM standard-fiber systems", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 9, pp. 398-400, 1997.

- [2] J-L Augé, M. Cavallari, M. Jones, P.Kean D. Watley et A. Hadjifotiou, "Single channel 160 GB/s OTDM propagation over 480 km of standard fiber using a 40 GHz semiconductor mode-locked laser pulse source", *Proc. Tech. Dig. OFC Conf.*, Vol. 1, pp. 4-5, Paper TuA3, 2002.
- [3] S-G. Park, A. H. Gnauck, J. M. Weisenfeld et L-D. Garrett, "40-Gb/s transmission over multiple 120-km spans of conventional single-mode fiber using highly dispersed pulsed", *IEEE Photon. Technol. Lett.*., Vol. 12, pp. 1085-1087, 2000.
- [4] D. Breuer, H. J. Ehrke, F. Kuppers, R. Ludwig, K. Petermann, H. G. Weber et K. Weich, "Unrepeated 40-Gb/s RZ single-channel transmission at 1.55 μm using various fiber types", *IEEE Photon. Technol. Lett.*., Vol. 10, pp. 822-824, 1998.
- [5] K. R. Tamura, Y. Inoue, K. Sato, T. Komukai, A. Sugita et M. Nakazawa, "32 wavelength tunable mode-locked laser with 100 GHz channel spacing using an arrayed waveguide grating", *Proc. Tech. Dig. OFC Conf.*, Vol. 1, pp. 1-3, Paper TuJ5, 2001.
- [6] Y. Shiquan, L. Zhaohui, Y. Shuzhong, D. Xiaoyi, K. Guiyun et Z. Qida, "Tunable dual-wavelength actively mode-locked fiber laser with an F-P semiconductor modulator", *IEEE Photon. Technol. Lett.*., Vol. 14, pp. 1494-1496, 2002.
- [7] O. Deparis, R. Kiyani, E. Salik, D. Staodubov, J. Feinberg, O. Pottiez, P. Mégret et M. Blondel, "Round-trip time and dispersion optimization in a dual-wavelength actively mode-locked er-doped fiber laser including nonchirped fiber Bragg gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*., Vol. 11, pp. 1238-1240, 1999.
- [8] J. Vasseur, M. Hanna, J. Dudley et J-P. Goedgebuer "Alternate multiwavelength modelocked fiber laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*., Vol. 16, pp. 1816-1818, 2004.
- [9] H. Shi, G. A. Alphonse, J. C. Connolly et P. J. Delfyett, "20X 5Gbit/s optical WDM transmitter using single-stripe multiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 34, pp. 179-181, 1998.
- [10] M. Mielke, G. A. Alphonse et P. J. Delfyett, "60 channel WDM transmitter using multiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electron. Lett.*, Vol. 38, pp. 368-370, 2002.
- [11] H. Shi, J. Finlay, G. A. Alphonse, J. C. Connolly et P. J. Delfyett, "Multiwavelength 10GHz picosecond pulse generation from a single-stripe semiconductor diode laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*., Vol. 9, pp. 1439-1441, 1997.
- [12] B. Zhu et I. H. White, "Multiwavelength picosecond optical pulse generation using an actively mode-locked multichannel grating cavity laser", *J of Lightwave Technol*, Vol. 13, pp. 2327-2335, 1995.

- [13] E. D. Park, T. J. Creeze, P. J. Delfyett, A. Braun et J. Abeles, "Multiwavelength mode-locked InGaAsP laser operating at 12 ch x 2 GHz and 16 ch x 10 GHz", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 837-839, 2002.
- [14] T. Papakyriakopoulos, A. Stavdas, E. N. Protonotarios et H. Avramopoulos, "10 x 10 GHz simultaneously modelocked multiwavelength fibre ring laser", *Electron. Lett.*, Vol. 35, pp. 717-718, 1999.
- [15] R. Hayashi et S. Yamashita, "Multiwavelength, actively mode-locked polarization maintaining fiber laser at 10 GHz" *Proc. Tech. Dig. OFC Conf.*, Vol. 1, pp. 239-240, Paper TuL6, 2003.
- [16] D. Pudo, L. R. Chen, D. Giannone, L. Zhang et I. Bennion, "Actively mode-locked dual-wavelength erbium-doped fiber laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 143-145, 2002.
- [17] B. Bakhshi et P. Andrekson, "Dual-wavelength 10-GHz actively mode-locked erbium fiber laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 11, pp. 1387-1389, 1999.
- [18] L. R. Chen, G. E. Town, P.-Y. Cortés, S. LaRochelle et P. W. E. Smith, "Dual-wavelength mode-locked fibre laser with 0.7 nm wavelength spacing", *Electron. Lett.*, Vol. 36, pp. 1921-1923, 2000.
- [19] J.-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "Erbium-doped fiber laser simultaneously mode locked on more than 24 wavelength at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2002.
- [20] A.E. Siegman, "Lasers", *University Science Books*, 1986.
- [21] J.-N. Maran, S. LaRochelle and P. Besnard, "A 25x10 GHz modelocked Erbium-doped fiber", paper CWA70, CLEO'04, 2004.
- [22] D. J. Kuisaga et A. E. Siegman, "FM and AM locking of the homogeneous laser - part I: theory", *IEEE J. of Quant. Electron.*, Vol. QE-6, pp. 694-708, 1970.
- [23] R. Slavík et S. LaRochelle, "Frequency shift in a fiber laser resonator", *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 28-30, 2002.
- [24] B. A. E. Saleh et M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", *Wiley interscience*, 1991.
- [25] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 1360-1368, 1994.

CONCLUSION

- [1] R. Slavík, S. LaRochelle, et M. Karásek, "High-performance adjustable room temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser in the C-band", *Optic. Comm.*, Vol. 206, pp. 365 – 371, 2002.
- [2] S.K. Kim, M.J. Chu et J.H. Lee, "Wideband multiwavelength erbium doped fiber ring laser with frequency shifted feedback", *Optic. Comm.*, Vol. 190, pp. 291-302, 2001.
- [3] H. Sasamori, K. Isshiki, H. Watanabe, et K. Kasahara, "Multiwavelength erbium-doped ring light source with fiber grating filter", *Technical digest of optical amplifiers and their applications*, WC3, pp. 235, 1997.
- [4] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle et M. Tetu, "Room Temperature Multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on ITU frequency grid", *J of Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 825-829, 2000.
- [5] H. Sabert et E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp.1360-1368, 1994.
- [6] J. M. Sousa et O. G. Okhotnichov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted feedback fibre laser", *Optic. Comm.*, Vol. 183, pp. 227-241, 2000.
- [7] R. Slavík et S. LaRochelle, "Frequency shift in a fiber laser resonator", *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 28-30, 2002.
- [8] J-N. Maran et S. LaRochelle, "Temporal characterization of a multi-wavelength erbium-doped fiber laser with frequency-shifted feedback", *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.
- [9] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "C-band multi-wavelength frequency-shifted Erbium-doped fiber laser", *Opt. Comm.*, Vol. 218, pp. 81-86, 2003.
- [10] J-N. Maran, R. Slavik, S. LaRochelle et M. Karasek, "Chromatic Dispersion Measurement Using a Multiwavelength Frequency-Shifted Feedback Fiber Laser" *IEEE Transac. on Instrumentation and Measurement*, Vol. 53, pp 67, 2004.
- [11] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.
- [12] J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "A 25x10 GHz modelocked Erbium-doped fiber", paper CWA70, CLEO'04, 2004.
- [13] J-N. Maran, S. LaRochelle, C. Juignet et P. Besnard, "An actively Modelocked erbium-doped fiber laser emitting over 30 wavelengths simultaneously with a 5 GHz repetition rate", *ECOC'03*, 2003.

LISTE DES PUBLICATIONS

Articles publiés dans des journaux internationaux

J-N. Maran, P. Besnard and S. LaRochelle, "Theoretical analysis of the pulsed regime observed with a frequency-shifted-feedback fiber laser", submitted to JOSAB, 2004.

J-N. Maran, R. Slavik, S. LaRochelle et M. Karasek, "Chromatic Dispersion Measurement Using a Multiwavelength Frequency-Shifted Feedback Fiber Laser" IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 53, pp 67, 2004.

J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", Opt. Lett., Vol. 28, pp. 2082-2084, 2003.

J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "C-band multi-wavelength frequency shifted Erbium-doped fiber laser" Opt. Comm., Vol. 218, pp.81-86, 2003.

J.N. Maran et S. LaRochelle "Temporal characterization for a multifrequency erbium-doped fiber laser with frequency shifted feedback," *Proc. of SPIE*, Vol. 4833, pp. 855-861, 2002.

Articles publiés dans des conférences internationales

J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, "A 25x10 GHz modelocked Erbium-doped fiber", paper CWA70, CLEO'04, 2004.

J-N. Maran, S. LaRochelle et P. Besnard, " Fonctionnement en modes bloqués d'un laser à fibre dopée Erbium : émission simultanée sur plus de 24 longueurs d'onde ", JNOG'03 Valence, 2003.

J-N. Maran, S. LaRochelle, C. Juignet et P. Besnard, "An actively Modelocked erbium-doped fiber laser emitting over 30 wavelengths simultaneously with a 5 GHz repetition rate", ECOC'03, 2003.

J-N. Maran, R. Slavik et S. LaRochelle, "Realization and applications of multiwavelength fiber optic laser using fiber Bragg grating", Canadian institute for photonic innovation, 2002.

- R.Slavik, S. LaRochelle, M. Karasek et J-N. Maran, " Multiwavelength fiber laser for chromatic dispersion measurement", OFMC'01, 2001.

ANNEXE A

SIMULATION NUMÉRIQUE D'UN AMPLIFICATEUR À FIBRE OPTIQUE DOPÉE À L'ERBIUM

Cette annexe contient le code source permettant de simuler un amplificateur à fibre optique dopée à l'erbium (AOFDE). Ce code a été développé en utilisant le langage C afin d'optimiser la vitesse de calcul. Un simulateur d'AOFDE est basé sur la résolution numérique du système d'équations différentielles (2.11) défini au chapitre II.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p}{dz} = (N_2\sigma_p^e - N_1\sigma_p^a)P_p - \alpha_p P_p \\ \frac{dP_s}{dz} = (N_2\sigma_s^e - N_1\sigma_s^a)P_s - \alpha_s P_s \\ \frac{dP_{ESA}^+(v_j)}{dz} = (N_2\sigma^e(v_j) - N_1\sigma^a(v_j))P_{ESA}^+(v_j) + N_2\sigma^e(v_j)h\nu_j\Delta v_j - \alpha_{v_j}P_{ESA}^+(v_j) \\ \frac{dP_{ESA}^-(v_j)}{dz} = -(N_2\sigma^e(v_j) - N_1\sigma^a(v_j))P_{ESA}^-(v_j) - N_2\sigma^e(v_j)h\nu_j\Delta v_j + \alpha_{v_j}P_{ESA}^-(v_j) \end{array} \right.$$

Ce système d'équation définit l'évolution spatiale des puissances du signal de pompe, laser et de l'ESA co et contra-propagative dans le régime stationnaire. Afin d'être capable, d'un point de vue numérique de résoudre ce système nous devons utiliser la définition du niveau supérieur N_2 (chapitre II),

$$N_2 = \frac{\frac{\tau\sigma_s^a}{h\nu_s A_{eff}} P_s + \sum_j \frac{\tau\sigma^a(v_j)}{h\nu_j A_{eff}} P_{ESA}(v_j) + \frac{\tau\sigma_p^a}{h\nu_p A_{eff}} P_p}{\frac{\tau(\sigma_s^a + \sigma_s^e)}{h\nu_s A_{eff}} P_s + \sum_j \frac{\tau(\sigma^a(v_j) + \sigma^e(v_j))}{h\nu_j A_{eff}} P_{ESA}(v_j) + \frac{\tau(\sigma_p^a + \sigma_p^e)}{h\nu_p A_{eff}} P_p} N$$

ainsi que les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} P_p(0)=P_p^{ini} \\ P_s(0)=P_s^{ini} \\ P_{ESA}^+(v_j,0)=0 \\ P_{ESA}^+(v_j,L)=0 \end{cases}$$

où P_p^{ini} , P_s^{ini} représentent respectivement la puissance de pompe injectée dans la fibre optique dopée à l'erbium et la puissance du signal d'entrée. La résolution du système d'équation est alors réalisée en utilisant un algorithme Runge-Kuta d'ordre 4.

Le principe de résolution d'une équation différentielle en utilisant une routine Runge-Kuta d'ordre 4 est présenté à la figure A1.

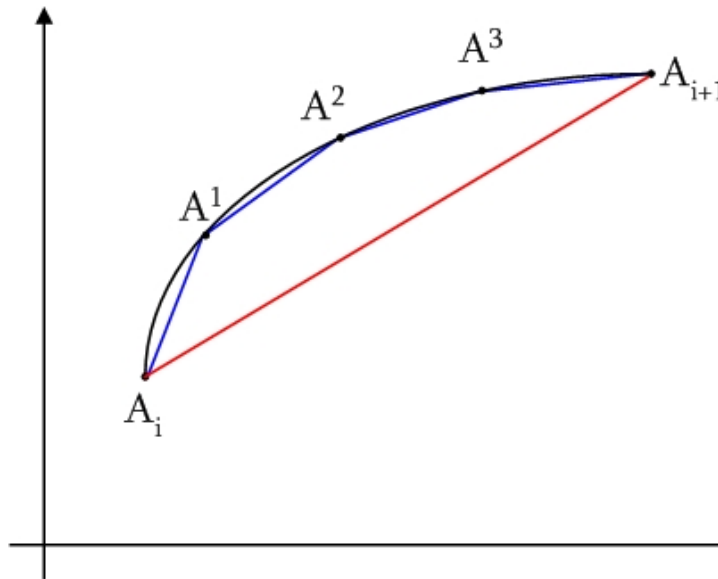


Figure A1 : Principe de résolution d'une équation différentielle en utilisant un algorithme Runge-Kuta d'ordre 4.

Connaissant la valeur de la fonction au point A_i , on souhaite calculer la valeur de cette même fonction au point A_{i+1} . La technique la plus simple pour résoudre une équation différentielle consiste à utiliser la méthode d'Euler qui propose de calculer le point A_{i+1} en utilisant une approximation linéaire. Cette technique est représentée par la droite en rouge sur la figure A1. Comme nous pouvons le voir l'approximation dans certains cas peut être importante. La routine de calcul Runge-Kuta propose d'utiliser 3 points intermédiaires uniformément distribués entre le point A_i et A_{i+1} (A^1, A^2, A^3).

Connaissant A_i , il est possible de calculer la valeur de A_{i+1} en utilisant la démarche mathématique suivante :

$$\begin{aligned}k_1 &= hf(x_i, A_i) \\k_2 &= hf\left(x_i + \frac{h}{2}, A_i + \frac{k_1}{2}\right) \\k_3 &= hf\left(x_i + \frac{h}{2}, A_i + \frac{k_2}{2}\right) \\k_4 &= hf\left(x_i + h, A_i + k_3\right) \\A_{i+1} &= A_i + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} + O(h^5)\end{aligned}$$

où h représente le pas de calcul et $f(x, A)$, le membre de droite d'une équation différentielle.

Ce programme a besoin comme donnée d'entrée les paramètres de Giles de la fibre dopée à l'erbium utilisée comme milieu de gain. Ce milieu de gain est alors échantillonné spatialement et les valeurs des signaux de pompe et du signal mais aussi la puissance de l'ESA co et contra-propagative ainsi que la population m_2 du niveau supérieur sont calculés pour chacune de ces sections.

Nous pouvons alors écrire un certain nombre de fonction afin de simplifier l'implémentation en langage C du simulateur. En ce qui concerne le signal de pompe, la fonction `Fct_evol_Ip` utilise comme paramètres d'entrée la puissance du signal de pompe et la valeur de la population m_2 pour une section de la fibre considérée ainsi que les sections efficaces d'émission et d'absorption (Sigma_e_p et Sigma_a_p) à la longueur d'onde de pompe. Le paramètre Gama_p est un rapport de sections efficaces permettant de simplifier l'expression (chapitre II). La fonction est alors codée en langage C de la manière suivante :

```
          //**** Fonction d'évolution de la puissance de pompe ****
double Fct_evol_Ip(double *I_p, double *m2, double Sigma_e_p, double
    Sigma_a_p, double Gama_p)
{
    double Evol_IP;
    Evol_IP=((*m2*Sigma_e_p)-((1-*m2)*Sigma_a_p))*Gama_p>(*I_p);
    return(Evol_IP);
}
```

Cette fonction renvoie au programme principal la nouvelle valeur de la puissance de pompe pour la section de fibre considérée.

L'évolution de la puissance du signal à amplifier est gouvernée par la fonction `Fct_evol_Is`. Cette fonction utilise comme paramètres d'entrée la puissance du signal à amplifier et la valeur de la population m_2 pour une section de la fibre considérée ainsi que les sections efficaces d'émission et d'absorption (Sigma_e_p et Sigma_a_p) à la longueur d'onde signal. Le paramètre Gama_s est encore une fois un rapport de sections efficaces permettant de simplifier l'expression (chapitre II). La fonction est alors codée en langage C de la manière suivante :

```
          //**** Fonction d'évolution de la puissance du signal ****
double Fct_evol_Is(double *I_s_plus, double *m2, double Sigma_s_e, double Sigma_s_a,
                  double Gama_s)
{
    double Evol_IS;
    Evol_IS=((*m2*Sigma_s_e)-((1-*m2)*Sigma_s_a))*Gama_s>(* I_s_plus);
    return(Evol_IS);
}
```

La fonction transmet alors au programme principal la nouvelle valeur de la puissance du signal pour la section de fibre considérée.

Enfin nous devons calculer l'évolution du signal d'ESA co et contra-propagatif, pour se faire nous utilisons la fonction `Fct_evol_Iase`. Cette fonction utilise comme paramètres d'entrée la puissance du signal d'ESA à une longueur d'onde donnée et la valeur de la population m_2 pour une section de la fibre considérée ainsi que les sections efficaces d'émission et d'absorption (Sigma_21 et Sigma_12) à la longueur d'onde considérée. Le paramètre Gama_ase est encore un rapport de sections efficaces permettant de simplifier l'expression (chapitre II). Le paramètre nu_ASE représente la fréquence du signal d'ASE dont on se propose de calculer l'évolution et le paramètre delta_nu symbolise la valeur de l'échantillonnage spectral utilisé pour décrire le signal d'ESA. Enfin h représente la constante de Planck et A_{eff} , l'aire effective du mode de propagation LP_{01} au cœur de la fibre optique dopée à l'erbium. Si on veut connaître la valeur de la puissance de l'ESA sur une plage

spectrale donnée, il faudra calculer et donc utiliser cette fonction pour toutes les bande de longueurs d'onde composant cette plage. La fonction est alors codée en langage C de la manière suivante :

```
          //**** Fonction d'évolution de la puissance d'ASE ****
double Fct_evol_Is(double *ASE_plus, double *m2, double *Sigma_12, double
    *Sigma_21, double h, double *nu_ASE, double delta_nu, double *Gama_ase,
    double A_eff,)
{
double Evol_IASE;
Evol_IASE=((*m2*(*Sigma_21))-((1-*m2)*(*Sigma_12)))*(*Gama_ase)*(*
ASE_plus)+h*(*nu_ASE)*delta_nu*(*Gama_ase)*(*m2)/A_eff;
return(Evol_IASE);}
```

En donnée de sortie, le simulateur donne accès aux paramètres suivant :

- La puissance de pompe en fonction de la distance dans la fibre.
- La population N2 en fonction de la distance dans la fibre.
- Le signal d'ESA co-propagatif en fonction de la distance dans la fibre.
- Le signal d'ESA contra-propagatif en fonction de la distance dans la fibre.
- Le spectre de l'ESA co-propagatif.

Le code source complet permettant d'implémenter ce simulateur d'AOFDE est le suivant :

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>
#include <time.h>
#include <string.h>
#define pi 3.14

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//          Définition des prototypes des fonctions          //
/////////////////////////////////////////////////////////////////

double *reserve_memoire_double(int nbre_pts, char *name);
double Fct_evol_Ip(double *I_p, double *m2, double Sigma_e_p, double
    Sigma_a_p, double Gama_p);
```

```

double Fct_evol_Is(double *I_s_plus,double *m2, double Sigma_s_e, double Sigma_s_a,
double Gama_s);
double Fct_evol_Iase(double *ASE_plus,double *m2, double *Sigma_12, double
*Sigma_21, double h, double *nu_ASE, double delta_nu, double *Gama_ase,
double A_eff,);

int main(void)
{
//
// Définition des variables de simulation //
//
double c,h,L,tau,A_eff,I0,Lambda_p,Sigma_a_p,Sigma_e_p,I_s,Lambda_s,Loss;
double Sigma_s_e,Sigma_s_a,Lambda_min,Lambda_max,delta_nu,*I_p;
double,*m2,*I_s_plus,*ASE_plus,*ASE_moins,*Lambda,*Sigma_21,*Sigma_12;
double *I_p_temp,*m2_temp,*I_s_plus_temp,*ASE_plus_temp;
double *ASE_moins_temp,*nu_ASE,I0_min,I0_max;
double *initial_lambda,*initial_sigma_21,*initial_sigma_12,nu_s,dl,N0,nu_p,
double *Y1_IP,*Y1_m2,*Y1_I_s_plus,*Y1_ASE_moins,*Y1_ASE_plus;
double *Y2_IP,*Y2_m2,*Y2_I_s_plus,*Y2_ASE_moins,*Y2_ASE_plus;
double *Y3_IP,*Y3_m2,*Y3_I_s_plus,*Y3_ASE_moins,*Y3_ASE_plus;
double We,Wa,R13,R13_2,We_ASE,Wa_ASE,*Puissance_ASE_plus,
double *Puissance_ASE_moins,*I_p_evolution,*Gain_pompe,*Gama_ase,a,V_p;
double,w_p,Gama_p,Gama_s,w_s,w_ase, V_s,V_ase,NA,*Inversion_moyenne;
int N_slices,N_iter,Nbre_pts_lambda,i,j,k,inc,flag,inc1,inc2,fin,N_pts_pompe,jj;

FILE *GILES,*POMPE,*SIGNAL,*N2,*ASE_PLUS,*P_ASE_PLUS,*P_ASE_MOINS,
FILE *CONVERGENCE;

//
// Initialisation des variables de simulation //
//
// **** Paramètres physiques ****
c=3E8; // Vitesse de la lumière [m/s]
h=6.626E-34; // Constante de Planck

// **** Paramètres de la fibre dopée Erbium ****
L=60; // Longueur de fibre dopée [m]
tau=10.3E-3; // Taux de décroissance [s]
N0=7.54E23; // Concentration d'erbium [m-3]
a=1.8E-6; // Rayon du coeur [m]
NA=0.19; // Ouverture numérique
A_eff=50E-12; // Aire effective [m2]
Loss=0.8;

//
// Paramètres de la fibre Lucent //

```

```

/////////////////////////////////////////////////////////////////
// **** Paramètre de la pompe a 980 nm ****
IO=100E-3; // Puissance de pompe [mW]
Lambda_p=980E-9; // Longueur d'onde de la pompe [m]
Sigma_a_p=(0.2303*2.044366); // Section efficace d'absorption [m-1]
Sigma_e_p=0.0; // Section efficace d'émission [m-1]
nu_p=c/Lambda_p; // Fréquence de la pompe [Hz]
V_p=((2*pi)/Lambda_p)*NA*a; // Fréquence normalisée
w_p=(a/sqrt(2.0))*(0.65+(1.619/pow(V_p,1.5))+(2.879/pow(V_p,6)));
Gama_p=1-exp(-(pow(a,2)/pow(w_p,2))); // Facteur de recouvrement

// **** Paramètres du signal ****
I_s=-40; // Puissance du signal [dBm]
I_s=pow(10,I_s/10)*1E-3; // Puissance du signal [W]
Sigma_s_a=(0.2303*1.187599); // Section efficace d'absorption [m-1]
Sigma_s_e=(0.2303*1.689176); // Section efficace d'émission [m-1]
Lambda_s=1550E-9; // Longueur d'onde du signal [m]
nu_s=c/Lambda_s; // Fréquence du signal [Hz]
V_s=((2*pi)/Lambda_s)*NA*a; // Fréquence normalisée
w_s=(a/sqrt(2.0))*(0.65+(1.619/pow(V_s,1.5))+(2.879/pow(V_s,6)));
Gama_s=1-exp(-(pow(a,2)/pow(w_s,2))); // Facteur de recouvrement

/////////////////////////////////////////////////////////////////
// Paramètres de simulation //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
N_slices=100; // Nombre de sections spatiales
N_iter=200; // Nombre d'itération numériques
dl=L/N_slices; // Pas spatial [m]

// **** Parametre des sections efficaces ****
Nbre_pts_lambda=3000; // Nombre de points spectraux
Lambda_min=1450E-9; // Longueur d'onde minimum [m]
Lambda_max=1628E-9; // Longueur d'onde maximum [m]
delta_nu= c*((Lambda_max-
Lambda_min)/Nbre_pts_lambda)/(Lambda_max*Lambda_min);
// Pas en fréquence [Hz]
Loss=exp(log(Loss)/N_slices);

/////////////////////////////////////////////////////////////////
// Allocation mémoire des tableaux //
/////////////////////////////////////////////////////////////////

I_p_evolution=reserve_memoire_double(N_pts_pompe,"I_p_evolution");

```

```
I_p=reserve_memoire_double(N_slices,"I_p");
m2=reserve_memoire_double(N_slices,"m2");
I_s_plus=reserve_memoire_double(N_slices,"I_s_plus");
ASE_plus=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"ASE_plus");
ASE_moins=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"ASE_moins");
Lambda=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Lambda");
Sigma_21=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Sigma_21");
Sigma_12=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Sigma_12");
Puissance_ASE_plus=reserve_memoire_double(N_slices,"Puissance_ASE_plus");
Puissance_ASE_moins=reserve_memoire_double(N_slices,"Puissance_ASE_moins");
Gain_pompe=reserve_memoire_double(N_pts_pompe+1,"Gain_pompe");
Inversion_moyenne=reserve_memoire_double(N_pts_pompe+1,"Inversion_moyenne");
I_p_temp=reserve_memoire_double(N_slices,"I_p_temp");
m2_temp=reserve_memoire_double(N_slices,"m2_temp");
I_s_plus_temp=reserve_memoire_double(N_slices,"I_s_plus_temp");
ASE_plus_temp=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"ASE_plus_temp");
ASE_moins_temp=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"ASE_moins_t
mp");
Y1_IP=reserve_memoire_double(N_slices,"Y1_IP");
Y1_m2=reserve_memoire_double(N_slices,"Y1_m2");
Y1_I_s_plus=reserve_memoire_double(N_slices,"Y1_I_s_plus");
Y1_ASE_moins=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"Y1_ASE_moins");
Y1_ASE_plus=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"Y1_ASE_plus");
Y2_IP=reserve_memoire_double(N_slices,"Y2_IP");
Y2_m2=reserve_memoire_double(N_slices,"Y2_m2");
Y2_I_s_plus=reserve_memoire_double(N_slices,"Y2_I_s_plus");
Y2_ASE_moins=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"Y2_ASE_moins");
Y2_ASE_plus=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"Y2_ASE_plus");
Y3_IP=reserve_memoire_double(N_slices,"Y3_IP");
Y3_m2=reserve_memoire_double(N_slices,"Y3_m2");
Y3_I_s_plus=reserve_memoire_double(N_slices,"Y3_I_s_plus");
Y3_ASE_moins=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"Y3_ASE_moins");
Y3_ASE_plus=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"Y3_ASE_plus");
nu_ASE=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"nu_ASE");
Gama_ase=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Gama_ase");
```

```
////////////////////////////////////
```

```
//                               Lecture des paramètres de Giles                               //
```

```
////////////////////////////////////
```

```
GILES=fopen("EDF_3000.TXT","r");
if (GILES==NULL) printf("le fichier contenant les paramètres de Giles de la fibre n'a pas
pu ouvert");
else
{initial_lambda=Lambda;initial_sigma_21=Sigma_21;initial_sigma_12=Sigma_12;
fseek(GILES,0L,SEEK_SET);
do{
fscanf(GILES,"%lf\t%lf\t%lf\n",initial_lambda,initial_sigma_12,initial_sigma_21)
;
}
```

```

        *initial_sigma_21=(0.2303*(initial_sigma_21));
        *initial_sigma_12=(0.2303*(initial_sigma_12));
        initial_lambda++;initial_sigma_21++;initial_sigma_12++;}
    while(!feof(GILES));
}
fclose(GILES);

////////////////////////////////////
//          Initialisation des tableaux de la fréquence          //
//          et du facteur de recouvrement                        //
////////////////////////////////////
for(i=0;i<Nbres_pts_lambda;i++){
    nu_ASE[i]=c/(Lambda[i]*1E-9);V_ase=((2*pi)/(Lambda[i]*1E-9))*NA*a;
    w_ase=(a/sqrt(2.0))*(0.65+(1.619/pow(V_ase,1.5))+(2.879/pow(V_ase,6)));
    Gama_ase[i]=1-exp(-(pow(a,2)/pow(w_ase,2)));
}

////////////////////////////////////
//          Résolution des équations d'évolution              //
//          des différents signaux                              //
////////////////////////////////////
flag=0;
for(i=0;i<N_iter;i++)
{
    flag = (i%20==0);
    if(flag) {printf("amplification:%d\n",i);}

    //**** Conditions aux limites ****
    I_p[0]=I_p_evolution[jj]/A_eff;I_s_plus[0]=I_s/A_eff;
    for(j=0;j<Nbres_pts_lambda;j++){ASE_plus[j]=0.0; ASE_moins[((N_slices-
        1)*Nbres_pts_lambda)+j]=0.0; }

    for(k=0;k<N_slices;k++){
        inc=k*Nbres_pts_lambda; Puissance_ASE_plus[k]=0.0;
        Puissance_ASE_moins[k]=0.0;
        for(j=0;j<Nbres_pts_lambda;j++){
            Puissance_ASE_plus[k]+=ASE_plus[inc+k];
            Puissance_ASE_moins[k]+=ASE_moins[inc+k];}
        }

    DEBUT DE LA ROUTINE RUNGE KUTTA D'ORDRE 4

    //**** Sauvegarde des tableaux ****
    for(k=0;k<N_slices;k++){I_p_temp[k]=I_p[k];I_s_plus_temp[k]=I_s_plus[k];m2_temp[k]=m
        2[k];}
    for(j=0;j<Nbres_pts_lambda*N_slices;j++){ASE_plus_temp[j]=ASE_plus[j];ASE_moins_tem
        p[j]=ASE_moins[j];}

    //**** Calcul des points intermédiaires ****

```

```

for(k=0;k<N_slices;k++){
    **** Calcul des points intermédiaires pour I_p ****
    Y1_IP[k]=I_p[k]+(dl/2)*Fct_evol_Ip(I_p,m2,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p);
    Y2_IP[k]=I_p[k]+(dl/2)*Fct_evol_Ip(Y1_IP,m2,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p);
    Y3_IP[k]=I_p[k]+(dl/2)*Fct_evol_Ip(Y2_IP,m2,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p);

    **** Calcul des points intermédiaires pour le signal ****
    Y1_I_s_plus[k]=I_s_plus[k]+(dl/2)*Fct_evol_Is(I_s_plus,m2,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s);
    Y2_I_s_plus[k]=I_s_plus[k]+(dl/2)*Fct_evol_Is(Y1_I_s_plus,m2,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s);
    Y3_I_s_plus[k]=I_s_plus[k]+(dl/2)*Fct_evol_Is(Y2_I_s_plus,m2,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s);

    **** Calcul des points intermédiaires pour l'ASE plus et de l'ASE moins****
    inc=k*Nbre_pts_lambda;
    for(j=0;j<Nbre_pts_lambda;j++){
        Y1_ASE_plus[inc+j]=ASE_plus[inc+j]+(dl/2)*Fct_evol_Iase(ASE_plus+inc+j,m2+k,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff);

        Y2_ASE_plus[inc+j]=ASE_plus[inc+j]+(dl/2)*Fct_evol_Iase(Y1_ASE_plus+inc+j,m2+k,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff);

        Y3_ASE_plus[inc+j]=ASE_plus[inc+j]+(dl/2)*Fct_evol_Iase(Y2_ASE_plus+inc+j,m2+k,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff);

        Y1_ASE_moins[inc+j]=ASE_moins[inc+j]+(dl/2)*Fct_evol_Iase(ASE_moins+inc+j,m2+k,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff);

        Y2_ASE_moins[inc+j]=ASE_moins[inc+j]+(dl/2)*Fct_evol_Iase(Y1_ASE_moins+inc+j,m2+k,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff);

        Y3_ASE_moins[inc+j]=ASE_moins[inc+j]+(dl/2)*Fct_evol_Iase(Y2_ASE_moins+inc+j,m2+k,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff);
    }

    **** Calcul de la première section ****
    I_p[1]=I_p_temp[0]+(dl/6)*((Fct_evol_Ip(I_p_temp,m2+1,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p)+Fct_evol_Ip(Y3_IP,m2+1,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p))+2*(Fct_evol_Ip(Y1_IP,m2+1,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p)+Fct_evol_Ip(Y2_IP,m2+1,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p)));

```

```

I_s_plus[1]=I_s_plus_temp[0]+(dl/6)*((Fct_evol_Is(I_s_plus_temp,m2+1,Sigma_s_e
,Sigma_s_a,Gama_s)+Fct_evol_Is(Y3_I_s_plus,m2+1,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s))+2*(
Fct_evol_Is(Y1_I_s_plus,m2+1,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s)+Fct_evol_Is(Y2_I_s_plus,
m2+1,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s)));

```

```

inc=Nbre_pts_lambda;
for(j=0;j<Nbre_pts_lambda;j++){
    ASE_plus[inc+j]=ASE_plus_temp[j]+(dl/6)*((Fct_evol_Iase(ASE_plus_temp+
j,m2+1,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff)+Fct_evol_Iase(
Y3_ASE_plus+j,m2+1,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff))
+2*(Fct_evol_Iase(Y1_ASE_plus+j,m2+1,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_ASE[j],delta_nu,
Gama_ase[j],A_eff)+Fct_evol_Iase(Y2_ASE_plus+j,m2+1,Sigma_12[j],Sigma_21[j],h,nu_A
SE[j],delta_nu,Gama_ase[j],A_eff)));
}

```

//**** Calcul de la seconde à l'avant dernière section ****

```

for(j=1;j<N_slices-1;j++){

    I_p[j+1]=I_p_temp[j]+(dl/6)*((Fct_evol_Ip(I_p_temp+j,m2+j+1,Sigma_e_p,Sigma_a_
p,Gama_p)+Fct_evol_Ip(Y3_IP+j,m2+j+1,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p))+2*(Fct_evol_Ip
(Y2_IP+j,m2+j+1,Sigma_e_p,Sigma_a_p,Gama_p)+Fct_evol_Ip(Y1_IP+j,m2+j+1,Sigma_e_p,
Sigma_a_p,Gama_p)));

```

```

    I_s_plus[j+1]=I_s_plus_temp[j]+(dl/6)*((Fct_evol_Is(I_s_plus_temp+j,m2+j+1,Sigm
a_s_e,Sigma_s_a,Gama_s)+Fct_evol_Is(Y3_I_s_plus+j,m2+j+1,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Ga
ma_s))+2*(Fct_evol_Is(Y1_I_s_plus+j,m2+j+1,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s)+Fct_evol_Is
(Y2_I_s_plus+j,m2+j+1,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Gama_s)));

```

```

inc=j*Nbre_pts_lambda;
inc1=(j-1)*Nbre_pts_lambda;
inc2=(j+1)*Nbre_pts_lambda;
for(k=0;k<Nbre_pts_lambda;k++){
    ASE_plus[inc2+k]=ASE_plus_temp[inc+k]+(dl/6)*((Fct_evol_Iase(AS
E_plus_temp+inc+k,m2+j+1,Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,nu_ASE[k],delta_nu,Gama_ase
[k],A_eff)+Fct_evol_Iase(Y3_ASE_plus+inc+k,m2+j+1,Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,nu_AS
E[k],delta_nu,Gama_ase[k],A_eff))+2*(Fct_evol_Iase(Y2_ASE_plus+inc+k,m2+j+1,Sigma_
12[k],Sigma_21[k],h,nu_ASE[k],delta_nu,Gama_ase[k],A_eff))+Fct_evol_Iase(Y1_ASE_pl
us+inc+k,m2+j+1,Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,nu_ASE[k],delta_nu,Gama_ase[k],A_eff));

```

```

    ASE_moins[inc1+k]=ASE_moins_temp[inc+k]+(dl/6)*((Fct_evol_Iase
(ASE_moins_temp+inc+k,m2+j-1,Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,nu_ASE[k],delta_nu,
Gama_ase[k],A_eff)+Fct_evol_Iase(Y3_ASE_moins+inc+k,m2+j-
1,Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,
nu_ASE[k],delta_nu,Gama_ase[k],A_eff))+2*(Fct_evol_Iase(Y2_ASE_moins+inc+k,m2+j-
1,
Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,nu_ASE[k],delta_nu,Gama_ase[k],A_eff))+Fct_evol_Iase
(Y1_ASE_moins+inc+k,m2+j-
1,Sigma_12[k],Sigma_21[k],h,nu_ASE[k],delta_nu,Gama_ase[k],
A_eff));

```

```

    }
}

**** Calcul de la dernière section ****
fin=N_slices-1;
inc=(N_slices-1)*Nbre_pts_lambda;
inc1=(N_slices-2)*Nbre_pts_lambda;
for(k=0;k<Nbre_pts_lambda;k++){
    ASE_moins[inc1+k]=ASE_moins_temp[inc+k]+(dl/6)*((Fct_evol_Iase
(ASE_moins_temp+inc+k,m2+fin-1, Sigma_12[k], Sigma_21[k], h, nu_ASE
[k], delta_nu, Gama_ase[k], A_eff)+Fct_evol_Iase(Y3_ASE_moins+inc+k,m2+fin-1,
Sigma_12[k], Sigma_21[k], h, nu_ASE[k], delta_nu, Gama_ase[k], A_eff))+2*(Fct_evol_Iase(Y2_A
SE_moins+inc+k,m2+fin-1, Sigma_12[k], Sigma_21[k], h,
nu_ASE[k], delta_nu, Gama_ase[k], A_eff))+Fct_evol_Iase(Y1_ASE_moins+inc+k,m2+fin-1,
Sigma_12[k], Sigma_21[k], h, nu_ASE[k], delta_nu, Gama_ase[k], A_eff));
}

**** Application des pertes ****
for(j=0;j<N_slices;j++){
    I_s_plus[j]=Loss;inc=j*Nbre_pts_lambda;
    for(k=0;k<Nbre_pts_lambda;k++){
        ASE_plus[inc+k]=Loss;ASE_moins[inc+k]=Loss;
    }
}

**** Calcul de l'inversion ****
for(j=0;j<N_slices;j++){
    We=((tau*Sigma_s_e)/(h*nu_s))*I_s_plus[j];
    Wa=((tau*Sigma_s_a)/(h*nu_s))*I_s_plus[j];
    R13=((tau*Sigma_a_p)/(h*nu_p))*I_p[j];
    R13_2=((tau*(Sigma_a_p+Sigma_e_p))/(h*nu_p))*I_p[j];
    We_ASE=0.0;Wa_ASE=0.0;
    inc=j*Nbre_pts_lambda;
    for(k=0;k<Nbre_pts_lambda;k++){
        We_ASE=We_ASE+(((tau*Sigma_21[k])/(h*nu_ASE[k]))*(ASE_p
lus[inc+k]+ASE_moins[inc+k]));
        Wa_ASE=Wa_ASE+(((tau*Sigma_12[k])/(h*nu_ASE[k]))*(ASE_p
lus[inc+k]+ASE_moins[inc+k]));
    }
    m2[j]=((Wa+Wa_ASE+R13)/(Wa+We+Wa_ASE+We_ASE+R13_2+1));
}

//
// Sauvegarde des données
//
POMPE=fopen("pompe.txt","w");SIGNAL=fopen("signal.txt","w");N2=fopen("N2.txt","w");A
SE_PLUS=fopen("ASE_plus.txt","w");P_ASE_PLUS=fopen("P_ASE_plus.txt","w");P_ASE_
MOINS=fopen("P_ASE_moins.txt","w");

for(k=0;k<N_slices;k++){

```



```

    fprintf(POMPE,"%lf\t%2.14f\n",k*d1,I_p[k]*A_eff);
    fprintf(N2,"%lf\t%2.14f\n",k*d1,m2[k]);
    fprintf(SIGNAL,"%lf\t%2.14f\n",k*d1,I_s_plus[k]*A_eff);
    fprintf(P_ASE_PLUS,"%lf\t%E\n",k*d1,Puissance_ASE_plus[k]*A_eff);
    fprintf(P_ASE_MOINS,"%lf\t%E\n",k*d1,Puissance_ASE_moins[k]*A_eff);
    }
    inc=(N_slices-1)*Nbre_pts_lambda;
    for(j=0;j<Nbre_pts_lambda;j++){
        fprintf(ASE_PLUS,"%lf\t%E\n",Lambda[j],ASE_plus[inc+j]*A_eff);
    }

    return(0);
}

```

```

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
//                                     Définition des fonctions                                     //
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////

```

```

        //**** Réservation de l'espace mémoire ****
double *reserve_memoire_double(int nbre_pts,char *name)
{
    double *Fichier;
    char *racine;
    racine="Effet de l'allocation mememoire du tableau ";
    strcat(racine,name);
    Fichier=(double*)calloc(nbre_pts,sizeof(double));
    if(Fichier==NULL)
    {
        fprintf(stderr,"Effet de l'allocation mememoire du tableau Lambda\n");
        fprintf(stderr,"ligne %d, fichier %s\n",__LINE__,__FILE__);
        exit(0);
    }
    return(Fichier);
}

```

```

        //**** Fonction d'évolution de la puissance de pompe ****
double Fct_evol_Ip(double *I_p,double *m2, double Sigma_e_p, double
    Sigma_a_p,double Gama_p)
{
    double Evol_IP;
    Evol_IP=(*m2*Sigma_e_p)-((1-*m2)*Sigma_a_p)*Gama_p>(*I_p);
    return(Evol_IP);
}

```

```

        //**** Fonction d'évolution de la puissance du signal ****

```

```
double Fct_evol_Is(double *I_s_plus, double *m2, double Sigma_s_e, double Sigma_s_a,
    double Gama_s)
{
    double Evol_IS;
    Evol_IS=((*m2*Sigma_s_e)-((1-*m2)*Sigma_s_a))*Gama_s>(* I_s_plus);
    return(Evol_IS);
}

//**** Fonction d'évolution de la puissance d'ASE ****
double Fct_evol_Iase(double *ASE_plus, double *m2, double *Sigma_12, double
    *Sigma_21, double h, double *nu_ASE, double delta_nu, double *Gama_ase,
    double A_eff,)
{
    double Evol_IASE;
    Evol_IASE=((*m2*(*Sigma_21))-((1-*m2)*(*Sigma_12)))*(*Gama_ase)*(*
    ASE_plus)+h*(*nu_ASE)*delta_nu*(*Gama_ase)*(*m2)/A_eff;
    return(Evol_IASE);}
```

ANNEXE B

SIMULATION NUMÉRIQUE DU RÉGIME DE MODES DÉCLENCHÉS PASSIF DU LASER

Cette annexe contient le code source permettant de simuler le régime de modes déclenchés passif d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. La méthode numérique ainsi que l'algorithme ont été longuement étudié au cours du chapitre IV. Les fonctions permettant de calculer l'évolution des signaux de pompe de signal et d'ESA ont également fait l'objet d'une présentation au cours de l'annexe A. Cependant le modèle numérique que nous avons décidé d'utiliser au cours du chapitre IV nécessite de résoudre les équations d'évolution des populations suivant les variables du temps et de l'espace. L'évolution de la population du niveau supérieur m_2 est définie à l'aide de l'équation suivante :

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = [R_{13}(z,t) + W_a(z,t)]N_1(z,t) - [W_e(z,t) + \frac{1}{\tau}]N_2(z,t)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{13}(z,t) = \frac{\sigma_p^a I_p^+(z,t)}{A_{eff} h\nu} \\ W_a(z,t) = \frac{1}{A_{eff}} \int_0^\infty \frac{\sigma_a(\nu) [I_s^+(z,t,\nu) + I_s^-(z,t,\nu)]}{h\nu} \eta(\nu) d\nu \\ W_e(z,t) = \frac{1}{A_{eff}} \int_0^\infty \frac{\sigma_e(\nu) [I_s^+(z,t,\nu) + I_s^-(z,t,\nu)]}{h\nu} \eta(\nu) d\nu \end{array} \right.$$

L'évolution de la population du niveau supérieur est réalisée grâce à la fonction F_m2 . Cette fonction utilise comme paramètres d'entrée les intensités des signaux co et contra-propagatifs, l'intensité du signal de pompe et la valeur du paramètre m_2 à un instant donné et pour une section considérée du milieu de gain. Cette fonction utilise aussi comme parametre d'entrée un tableau contenant les échantillonnages des sections efficaces d'émission et d'absorption (Σ_{s_e} et Σ_{s_a}) sur une

bande spectrale définie. Le paramètre Lambda_p et Sigma_p représentent respectivement la longueur d'onde du signal de pompe ainsi que la section efficace d'absorption pour cette longueur d'onde. Cette fonction a aussi besoin du nombre d'échantillons spectraux (Nbre_pts_lambda) utilisé lors de l'échantillonnage des sections efficaces. Enfin, A_eff est l'aire effective du mode de propagation LP₀₁ au cœur de la fibre optique dopée à l'erbium et tau le taux de décroissance.

La fonction est alors codée en langage C de la manière suivante :

```

//**** Fonction d'évolution de la population du niveau supérieur m2 ****

double F_m2(double *pointeur_IP,double *pointeur_m2,double *pointeur_Is_plus,
            double *pointeur_Is_moins,double A_eff,double Sigma_p,
            double Lambda_p,double *Sigma_s_e,double *Sigma_s_a,
            int Nbre_pts_lambda,double tau, double *Lambda)
{
double R13,We,Wa,c,h,nu_p,nu_s,Evol_m2_signal;
int i;

// *** Initialisation des variables de calcul ***
c=3E8;h=6.626E-34;nu_p=c/Lambda_p;
R13=(Sigma_p*(*pointeur_IP))/(h*nu_p*A_eff);
We=0.0;Wa=0.0;
for(i=0;i<Nbre_pts_lambda;i++){
    nu_s=c/(Lambda[i]*1E-9);
    We=We+((Sigma_s_e[i]*(pointeur_Is_plus[i]+pointeur_Is_moins[i]))/(h*nu_s*A_eff));
    Wa=Wa+((Sigma_s_a[i]*(pointeur_Is_plus[i]+pointeur_Is_moins[i]))/(h*nu_s*A_eff));
}
Evol_m2_signal=(R13+Wa)*(1-(*pointeur_m2))-(We+(1/tau))*(*pointeur_m2);
return (Evol_m2_signal);
}

```

Ce programme a besoin comme donnée d'entrée les paramètres de Giles de la fibre dopée à l'erbium utilisée comme milieu de gain ainsi que d'un tableau contenant la définition du filtre spectral utilisé pour sélectionner la bande d'émission du laser. Ces deux paramètres sont échantillonnés sur la même bande spectrale.

En donnée de sortie, le simulateur donne accès aux paramètres suivant :

- La puissance de pompe en fonction de la distance dans la fibre.
- La population N₂ en un point donné du milieu de gain et pour tous les instants t.
- La population N₂ moyenne pour tous les instants t

- Le spectre de sortie du laser.
- L'intensité de sortie du laser pour tous les instants t .

Le code source complet permettant d'implémenter le simulateur du régime de modes déclenchés d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction est le suivant :

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>
#include <time.h>
#include <string.h>
#define pi 3.14

////////////////////////////////////
//                               Définition des prototypes des fonctions                               //
////////////////////////////////////

double *reserve_memoire_double(int nbre_pts,char *name);

void Runge_kutha2(double *I_p,double *m2,double *I_s_plus,double *I_s_moins, int N_slices,
                 int Nbre_pts_lambda,double dt,double dl, double Sigma_p,double Lambda_p,
                 double No,double A_eff,double tau,double *Sigma_s_e,double Sigma_s_a, double
                 *Lambda,double delta_nu_debut,double delta_nu_milieu,double delta_nu_fin,int
                 Nbre_pts_debut,int Nbre_pts_milieu,int Nbre_pts_fin,double Alfa_p,double
                 *I_s_moins_inter,double *I_s_plus_inter);

double F_m2(double *pointeur_IP,double *pointeur_m2,double *pointeur_Is_plus,
            double *pointeur_Is_moins,double A_eff,double Sigma_p,
            double Lambda_p,double *Sigma_s_e,double *Sigma_s_a,
            int Nbre_pts_lambda,double tau, double *Lambda);

double F_IP(double *pointeur_IP,double *pointeur_m2,double Alfa_p);

double F_I_s_plus(double *m2,double *I_s_plus,double *Sigma_s_e,
                 double *Sigma_s_a,double *Lambda,double delta_nu,double No);

double F_I_s_moins(double *m2,double *I_s_moins,double *Sigma_s_e,
                  double *Sigma_s_a,double *Lambda,double delta_nu,double No);

int main(void)
{
```

```

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Définition des variables de simulation                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
double IO,h,c,dt,dl,Lambda_p,Sigma_p,No,Alfa_p,tau,L,vg,loss,T_max,T_min
double Lambda_max,Lambda_min,puissance,loss_iso,A_eff,delta_nu_debut;
double delta_nu_milieu, delta_nu_fin,Lambda_milieu_min,Lambda_milieu_max;
double *Lambda,*Sigma_s_e,*Sigma_s_a, *I_p,*m2, *saturation_milieu,*file_pulse;
double*I_s_plus,*I_s_moins,*filtre,*initial_sigma_e, *initial_sigma_a,*initial_lambda;
double *initial_filtre,*I_s_moins_inter,*I_s_plus_inter;
int N_tps,i,fin1,j,flag,N_tps_pulse,k,N_slices,Nbre_pts_lambda,Nbre_pts_debut,
int Nbre_pts_milieu,Nbre_pts_fin,pas, flag1;

FILE *SATURATION,*POMPE,*SATURATION_FIBRE,*PULSE,*GILES;
FILE *SPECTRE,*FILTRE;

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Initialisation des variables de simulation                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////

// **** Paramètres physiques ****
c=3E8; // Vitesse de la lumiere [m/s]
vg=2E8; // Vitesse de groupe [m/s]
h=6.626E-34; // Constante de Planck

// **** Paramètres de la fibre dopée Erbium ****
L=15; // Longueur de fibre dopée [m]
tau=10.3E-3; // taux de décroissance du niveau excité [s]
No=1.54E24; // concentration d'ions erbium [m-3]
A_eff=50E-12; // Aire effective [m2]

// **** Paramètre de la pompe ****
IO=120E-3; // Puissance de pompe injectée [mW]
Lambda_p=980E-9; // Longueur d'onde de la pompe [m]
Sigma_p=(0.2303*2.044366)/No; // Section efficace d'absorption [Nepper/m]
Alfa_p=Sigma_p*No; //coefficient d'absorption de pompe non-saturé

// **** Paramètres du signal ****
loss=10; // pertes de la cavité [dB]
loss=pow(10,-loss/10); // pertes de la cavité [%]
loss_iso=40; // pertes de l'isolateur [dB]
loss_iso=pow(10,-loss_iso/10); // pertes de l'isolateur [%]

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Paramètres de simulation                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////

```

```
N_slices=15; // nbre de section spatiale
dl=L/N_slices; // pas spatial [m]
dt=dl/vg; // pas temporel [s]
T_min=0.0; // borne minimal de l'intervalle d'etude [s]
T_max=3.5E-3; // borne maximal de l'intervalle d'etude [s]
N_tps=(T_max-T_min)/dt; // nbre d'itérations temporelle

// **** Paramètre des sections efficaces ****
Nbre_pts_lambda=1135;
Nbre_pts_debut=99;
Nbre_pts_milieu=937;
Nbre_pts_fin=99;
Lambda_min=1450E-9;
Lambda_max=1628E-9;
Lambda_milieu_min=1549.2E-9;
Lambda_milieu_max=1549.8E-9;
Lambda_milieu_max=1549.8E-9;

// **** Calcul des pas en fréquence pour les différents taux d'échantillonnage ****
delta_nu_debut= c*((Lambda_milieu_min-Lambda_min)/Nbre_pts_debut)
/(Lambda_milieu_min*Lambda_min);

delta_nu_milieu= c*((Lambda_milieu_max-Lambda_milieu_min)/Nbre_pts_milieu)
/(Lambda_milieu_max*Lambda_milieu_min);

delta_nu_fin= c*((Lambda_max-Lambda_milieu_max)/Nbre_pts_fin)
/(Lambda_max*Lambda_milieu_max);

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Allocation mémoire des tableaux                               //
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
I_p=reserve_memoire_double(N_slices,"I_p");
m2=reserve_memoire_double(N_slices,"m2");
I_s_plus=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"I_s_plus");
I_s_moins=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"I_s_moins");
saturation_milieu=reserve_memoire_double(N_tps,"saturation_milieu");
file_pulse=reserve_memoire_double(N_tps,"file_pulse");
Sigma_s_e=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Sigma_s_e");
Sigma_s_a=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Sigma_s_a");
Lambda=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"Lambda");
filtre=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda,"filtre");
I_s_moins_inter=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,sizeof,"I_s_moins_inter");
I_s_plus_inter=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,sizeof,"I_s_plus_inter");
I_s_plus_inter=(double *)calloc(Nbre_pts_lambda*N_slices,sizeof(double));
I_s_plus_inter=(double *)calloc(Nbre_pts_lambda*N_slices,sizeof(double));
```

```

////////////////////////////////////
//                               Lecture des paramètres de Giles                               //
////////////////////////////////////
GILES=fopen("EDF_simu_10_MHz.TXT ","r");
if (GILES==NULL) printf("le fichier contenant les paramètres de Giles de la fibre n'a pas
pu ouvert");
else
{initial_lambda=Lambda;initial_sigma_21=Sigma_21;initial_sigma_12=Sigma_12;
fseek(GILES,0L,SEEK_SET);
do{
fscanf(GILES,"%lf\t%lf\t%lf\n",initial_lambda,initial_sigma_12,initial_sigma_21)
;
*initial_sigma_21=(0.2303*(*initial_sigma_21));
*initial_sigma_12=(0.2303*(*initial_sigma_12));
initial_lambda++;initial_sigma_21++;initial_sigma_12++;}
while(!feof(GILES));
}
fclose(GILES);

////////////////////////////////////
//                               Lecture des paramètres du filtre                               //
////////////////////////////////////
FILTRE=fopen("FP_1GHz.TXT","r");
if (FILTRE==NULL) printf("le fichier contenant les paramètres du filtre n'a pas pu
ouvert");
else
{initial_filtre=filtre;
fseek(FILTRE,0L,SEEK_SET);
do{
fscanf(FILTRE,"%lf\n",initial_filtre);
initial_filtre++;}
while(!feof(FILTRE));
}
fclose(FILTRE);

////////////////////////////////////
//                               Résolution des équations d'évolution                               //
//                               des différents signaux                               //
////////////////////////////////////
fin1=(N_slices-1)*Nbre_pts_lambda;
flag=0;
flag1=0;
for(i=0;i<N_tps;i++)
{
flag = (i%1000==0);
if(flag){printf("iteration number:%d\t sur:%d\n",i,N_tps);}
// **** Calcul de la puissance de sortie ****

```



```

puissance=0.0;
for(k=0;k<Nbre_pts_lambda;k++){puissance=puissance+(0.1*I_s_plus[k]);}
file_pulse[i]=puissance;

// **** Stockage de la valeur de saturation
saturation_milieu[i]=m2[0];

// **** Conditions limites ****
for(k=0;k<Nbre_pts_debut;k++){
    I_s_plus[k]=0.5*loss*I_s_plus[fin1+k]*filtre[k];
    I_s_moins[fin1+k]=0.5*loss*loss_iso*I_s_moins[k]*filtre[k];
}
for(k=0;k<Nbre_pts_milieu-1;k++){
    pas=k+Nbre_pts_debut;
    I_s_plus[pas]=0.5*loss*I_s_plus[fin1+pas+1]*filtre[pas];
    I_s_moins[fin1+pas]=0.5*loss*loss_iso*I_s_moins[pas+1]*filtre[pas];
}

for(k=0;k<Nbre_pts_fin;k++)
{
    pas=k+Nbre_pts_debut+Nbre_pts_milieu;
    I_s_plus[pas]=0.5*loss*I_s_plus[fin1+pas]*filtre[pas];
    I_s_moins[fin1+pas]=0.5*loss*loss_iso*I_s_moins[pas]*filtre[pas];
}

I_p[0]=I0;

UTILISATION DE LA ROUTINE RUNGE KUTTA D'ORDRE 2
Runge_kutha2(I_p,m2,I_s_plus,I_s_moins,N_slices,Nbre_pts_lambda,dt,dl,
    Sigma_p,Lambda_p,No,A_eff,tau,Sigma_s_e,Sigma_s_a,
    Lambda,delta_nu_debut,delta_nu_milieu,delta_nu_fin,
    Nbre_pts_debut,Nbre_pts_milieu,Nbre_pts_fin,Alfa_p,
    I_s_moins_inter,I_s_plus_inter);
}

////////////////////////////////////
//                               Sauvegarde des données                               //
////////////////////////////////////
SATURATION=fopen("saturation.txt","w");POMPE=fopen("pompe.txt","w");
SATURATION_FIBRE=fopen("saturation_fibre.txt","w");PULSE=fopen("pulse.txt","w");
SPECTRE=fopen("spectre.txt","w");

for(i=0;i<Nbre_pts_lambda;i++){fprintf(SPECTRE,"%2.14f\t%2.14f\n",Lambda[i],I_s_plus[i]);}
for(i=0;i<N_tps;i++){fprintf(SATURATION,"%01f\t%2.14f\n",I*dt,saturation_milieu[i]);}
for(i=0;i<N_tps;i++){fprintf(PULSE,"%01f\t%2.14f\n",i*dt,file_pulse[i]);}
for(i=0;i<N_slices;i++){fprintf(POMPE,"%2.14f\t%2.14f\n",I*dt,I_p[i]);}
for(i=0;i<N_slices;i++){fprintf(SATURATION_FIBRE,"%2.14f\t%2.14f\n",I*dt,m2[i])}

```

```
return(0);  
}
```

```
/////////////////////////////////////  
//                                                                    //  
//              Définition des différentes fonctions              //  
//                                                                    //  
/////////////////////////////////////
```

ROUTINE RUNGE KUTTA D'ORDRE 2

```
void Runge_kutha2(double *I_p,double *m2,double *I_s_plus,double *I_s_moins, int N_slices,  
int Nbre_pts_lambda,double dt,double dl, double Sigma_p,double Lambda_p,  
double No,double A_eff,double tau,double *Sigma_s_e,double Sigma_s_a, double  
*Lambda,double delta_nu_debut,double delta_nu_milieu,double delta_nu_fin,int  
Nbre_pts_debut,int Nbre_pts_milieu,int Nbre_pts_fin,double Alfa_p,double  
*I_s_moins_inter,double *I_s_plus_inter)  
{  
int j,fin,k,inc,inc1,inc2,pas;  
double *K_IP,*K_m2,*K_I_s_plus,*K_I_s_moins,*m2_inter,*I_p_inter;  
  
pas=Nbre_pts_debut+Nbre_pts_milieu;  
  
// **** Réserve de l'espace mémoire pour les tableaux de calcul ****  
K_IP=reserve_memoire_double(N_slices,"K_IP");  
K_m2=reserve_memoire_double(N_slices,"K_IP");  
K_I_s_plus=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"K_I_s_plus");  
K_I_s_moins=reserve_memoire_double(Nbre_pts_lambda*N_slices,"K_I_s_moins");  
I_p_inter= reserve_memoire_double(N_slices,"I_p_inter");  
m2_inter=reserve_memoire_double(N_slices,"m2_inter");  
  
// **** Recopiage des tableaux de l'itération temporelle précédente ****  
for(j=0;j<N_slices;j++){I_p_inter[j]=I_p[j];m2_inter[j]=m2[j];}  
for(j=0;j<N_slices*Nbre_pts_lambda;j++){I_s_plus_inter[j]=I_s_plus[j];  
I_s_moins_inter[j]=I_s_moins[j];}  
  
// **** calcul des des points intermédiaires ****  
  
for(j=0;j<N_slices;j++){inc=j*Nbre_pts_lambda;  
K_m2[j]=m2[j]+(dt/2)*F_m2(I_p+j,m2+j,I_s_plus+inc,I_s_moins+inc,A_eff,  
Sigma_p,Lambda_p,Sigma_s_e,Sigma_s_a,  
Nbre_pts_lambda,tau,Lambda);  
K_IP[j]=I_p[j]+(dl/2)*F_IP_nal(I_p+j,m2+j,Alfa_p);}  
for(j=0;j<N_slices;j++){  
inc=j*Nbre_pts_lambda;  
for(k=0;k<Nbre_pts_debut;k++){  
K_I_s_plus[inc+k]=I_s_plus[inc+k]+(dl/2)*F_I_s_plus(m2+j,
```

```

        I_s_plus+inc+k,Sigma_s_e+k,Sigma_s_a+k,Lambda+k,
        delta_nu_debut,No);
    K_I_s_moins[inc+k]=I_s_moins[inc+k]+(dl/2)*F_I_s_moins(m2+j,
        I_s_moins+inc+k,Sigma_s_e+k,Sigma_s_a+k,Lambda+k,
        delta_nu_debut,No);
    }
    for(k=0;k<Nbre_pts_milieu;k++){
        pas= Nbre_pts_debut+k;
        K_I_s_plus[inc+pas]=I_s_plus[inc+pas]+(dl/2)*F_I_s_plus(m2+j,
            I_s_plus+inc+pas,Sigma_s_e+pas,Sigma_s_a+pas,Lambda+p
            as,delta_nu_milieu,No);
        K_I_s_moins[inc+pas]=I_s_moins[inc+pas]+(dl/2)*F_I_s_moins(m2+j,
            I_s_moins+inc+pas,Sigma_s_e+pas,Sigma_s_a+pas,Lambda
            +pas,delta_nu_milieu,No);
    }
    for(k=0;k<Nbre_pts_fin;k++){
        pas= Nbre_pts_debut+Nbre_pts_milieu+k;
        K_I_s_plus[inc+pas]=I_s_plus[inc+pas]+(dl/2)*F_I_s_plus(m2+j,
            I_s_plus+inc+pas,Sigma_s_e+pas,Sigma_s_a+pas,Lambda+p
            as,delta_nu_milieu,No);
        K_I_s_moins[inc+pas]=I_s_moins[inc+pas]+(dl/2)*F_I_s_moins(m2+j,
            I_s_moins+inc+pas,Sigma_s_e+pas,Sigma_s_a+pas,Lambda
            +pas,delta_nu_milieu,No);
    }
}

// **** Calcul des différents paramètres pour toutes les sections de la fibre dopée ****

// **** Première section ****

m2[0]=m2_inter[0]+dt*F_m2(K_IP,K_m2,K_I_s_plus,K_I_s_moins,A_eff,Sigma_p,Lambda
_p,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Nbre_pts_lambda,tau,Lambda);
I_p[1]=I_p_inter[0]+dl*F_IP(K_IP,K_m2+1,Alfa_p);
inc=Nbre_pts_lambda;

for(k=0;k<Nbre_pts_debut;k++){
    I_s_plus[inc+k]=I_s_plus_inter[k]+dl*F_I_s_plus(K_m2+1,K_I_s_plus+k,Sigma_s_e
+k,Sigma_s_a+k,Lambda+k,delta_nu_debut,No);
}
for(k=0;k<Nbre_pts_milieu;k++){
    I_s_plus[inc+Nbre_pts_debut+k]=I_s_plus_inter[Nbre_pts_debut+k]+dl*F_I_s_plu
s(K_m2+1,K_I_s_plus+Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_e+Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_a+Nbr
e_pts_debut+k,Lambda+Nbre_pts_debut+k,delta_nu_milieu,No);
}
for(k=0;k<Nbre_pts_fin;k++){
    I_s_plus[inc+pas+k]=I_s_plus_inter[pas+k]+dl*F_I_s_plus(K_m2+1,K_I_s_plus+pa
s+k,Sigma_s_e+pas+k,Sigma_s_a+pas+k,Lambda+pas+k,delta_nu_fin,No);
}

// **** calcul de la deuxième section a l'avant dernière ****

```

```
for(j=1;j<N_slices-1;j++){
    inc=j*Nbre_pts_lambda;
    m2[j]=m2_inter[j]+dt*F_m2(K_IP+j,K_m2+j,K_I_s_plus+inc,K_I_s_moins+inc,A_eff
,Sigma_p,Lambda_p,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Nbre_pts_lambda,tau,Lambda);
    I_p[j+1]=I_p_inter[j]+dl*F_IP(K_IP+j,K_m2+j+1,Alfa_p);
}

for(j=1;j<N_slices-1;j++){
    inc=j*Nbre_pts_lambda;
    inc1=(j-1)*Nbre_pts_lambda;
    inc2=(j+1)*Nbre_pts_lambda;

    for(k=0;k<Nbre_pts_debut;k++){
        I_s_plus[inc2+k]=I_s_plus_inter[inc+k]+dl*F_I_s_plus(K_m2+j+1,K_I_s_plus+inc+
k,Sigma_s_e+k,Sigma_s_a+k,Lambda+k,delta_nu_debut,No);
        I_s_moins[inc1+k]=I_s_moins_inter[inc+k]+dl*F_I_s_moins(K_m2+j-
1,K_I_s_moins+inc+k,Sigma_s_e+k,Sigma_s_a+k,Lambda+k,delta_nu_debut,No);
    }
    for(k=0;k<Nbre_pts_milieu;k++){
        I_s_plus[inc2+Nbre_pts_debut+k]=I_s_plus_inter[inc+Nbre_pts_debut+k]+dl*F_I_
s_plus(K_m2+j+1,K_I_s_plus+inc+Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_e+Nbre_pts_debut+k,Sig
ma_s_a+Nbre_pts_debut+k,Lambda+Nbre_pts_debut+k,delta_nu_milieu,No);

        I_s_moins[inc1+Nbre_pts_debut+k]=I_s_moins_inter[inc+Nbre_pts_debut+k]+dl*F
_I_s_moins(K_m2+j-1,K_I_s_moins+inc+Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_e
+Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_a+Nbre_pts_debut+k,Lambda+Nbre_pts_debut+k,
delta_nu_milieu,No);
    }
    for(k=0;k<Nbre_pts_fin;k++){
        I_s_plus[inc2+pas+k]=I_s_plus_inter[inc+pas+k]+dl*F_I_s_plus(K_m2+j+1,K_I_s_
plus+inc+pas+k,Sigma_s_e+pas+k,Sigma_s_a+pas+k,Lambda+pas+k,delta_nu_fin,No);
        I_s_moins[inc1+pas+k]=I_s_moins_inter[inc+pas+k]+dl*F_I_s_moins(K_m2+j-
1,K_I_s_moins+inc+pas+k,Sigma_s_e+pas+k,Sigma_s_a+pas+k,Lambda+pas+k,delta_n
u_fin,No);
    }
}

// **** Calcul de la dernière section ****
fin=N_slices-1;
inc=(N_slices-1)*Nbre_pts_lambda;
inc1=(N_slices-2)*Nbre_pts_lambda;

m2[fin]=m2_inter[fin]+dt*F_m2(K_IP+fin,K_m2+fin,K_I_s_plus+inc,K_I_s_moins+inc,A_e
ff,Sigma_p,Lambda_p,Sigma_s_e,Sigma_s_a,Nbre_pts_lambda,tau,Lambda);

for(k=0;k<Nbre_pts_debut;k++){
    I_s_moins[inc1+k]=I_s_moins_inter[inc+k]+dl*F_I_s_moins(K_m2+fin-
1,K_I_s_moins+inc+k,Sigma_s_e+k,Sigma_s_a+k,Lambda+k,delta_nu_debut,No);
}
```

```
for(k=0;k<Nbre_pts_milieu;k++){
    I_s_moins[inc1+Nbre_pts_debut+k]=I_s_moins_inter[inc+Nbre_pts_debut+k]+dl*F
    _I_s_moins(K_m2+fin-1,K_I_s_moins+inc+Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_e+
    Nbre_pts_debut+k,Sigma_s_a+Nbre_pts_debut+k,Lambda+Nbre_pts_debut+k,delta_nu_
    milieu,No);
}
for(k=0;k<Nbre_pts_fin;k++){
    I_s_moins[inc1+pas+k]=I_s_moins_inter[inc+pas+k]+dl*F_I_s_moins(K_m2+fin-
    1,K_I_s_moins+inc+pas+k,Sigma_s_e+pas+k,Sigma_s_a+pas+k,Lambda+pas+k,
    delta_nu_fin,No);
}
// **** libération de l'espace mémoire ****
free(K_IP);
free(K_m2);
free(K_I_s_moins);
free(K_I_s_plus);
free(m2_inter);
}
```

ROUTINE DE CALCUL DE L'INVERSION DE POPULATION

```
double F_m2(double *pointeur_IP,double *pointeur_m2,double *pointeur_Is_plus,
double *pointeur_Is_moins,double A_eff,double Sigma_p,
double Lambda_p,double *Sigma_s_e,double *Sigma_s_a,
int Nbre_pts_lambda,double tau, double *Lambda)
{
double R13,We,Wa,c,h,nu_p,nu_s,Evol_m2_signal;
int i;

// *** Initialisation des variables de calcul ***
c=3E8;h=6.626E-34;nu_p=c/Lambda_p;
R13=(Sigma_p*(*pointeur_IP))/(h*nu_p*A_eff);
We=0.0;Wa=0.0;
for(i=0;i<Nbre_pts_lambda;i++){
    nu_s=c/(Lambda[i]*1E-9);
    We=We+((Sigma_s_e[i]*(pointeur_Is_plus[i]+pointeur_Is_moins[i]))/(h*nu_s*A_eff));
    Wa=Wa+((Sigma_s_a[i]*(pointeur_Is_plus[i]+pointeur_Is_moins[i]))/(h*nu_s*A_eff));
}
Evol_m2_signal=(R13+Wa)*(1-(*pointeur_m2))-(We+(1/tau))*(*pointeur_m2);
return (Evol_m2_signal);
}
```

ROUTINE DE CALCUL DE LA PUISSANCE DE POMPE

```
double F_IP(double *pointeur_IP,double *pointeur_m2,double Alfa_p)
{
double Evol_I_p,A_eff;
A_eff=50E-12;
Evol_I_p=-Alfa_p*(*pointeur_IP)*(1-(*pointeur_m2));
}
```

```
return (Evol_I_p);  
}
```

ROUTINE DE CALCUL DE LA PUISSANCE CO-PROPAGATIVE

```
double F_I_s_plus(double *m2,double *I_s_plus,double *Sigma_s_e,  
                 double *Sigma_s_a,double *Lambda,double delta_nu,double No)  
{  
double h,c,nu_s,Evol_I_s_plus,No1;  
  
c=3E8;  
h=6.626E-34;  
nu_s=c/((*Lambda)*1E-9);  
  
Evol_I_s_plus=No*((2*h*nu_s*delta_nu*(*Sigma_s_e)*(*m2))+(*Sigma_s_e*(*m2)-  
*Sigma_s_a*(1-(*m2)))*(*I_s_plus));  
return (Evol_I_s_plus);  
}
```

ROUTINE DE CALCUL DE LA PUISSANCE CONTRA-PROPAGATIVE

```
double F_I_s_moins(double *m2,double *I_s_moins,double *Sigma_s_e,  
                  double *Sigma_s_a,double *Lambda,double delta_nu,double No)  
{  
double h,c,nu_s,Evol_I_s_moins,No1;  
  
c=3E8;  
h=6.626E-34;  
nu_s=c/((*Lambda)*1E-9);  
  
Evol_I_s_moins =No*((2*h*nu_s*delta_nu*(*Sigma_s_e)*(*m2))+(*Sigma_s_e*(*m2)  
-*Sigma_s_a*(1-(*m2)))*(*I_s_moins));  
return (Evol_I_s_moins);  
}
```

ANNEXE C

SIMULATION NUMÉRIQUE DU RÉGIME DE MODES BLOQUÉS ACTIFS DU LASER

Cette annexe contient le code source ainsi que la méthode numérique permettant de simuler le régime de modes bloqués actif d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction. Le modèle numérique est un modèle en champ basé sur l'utilisation d'un système d'équation aux dérivées partielles permettant de calculer l'évolution de la population du niveau supérieur, du signal laser ainsi que du signal de pompe en fonction du temps et de l'espace. L'évolution de ces différents paramètres est définie par le système d'équations aux dérivées partielles suivant :

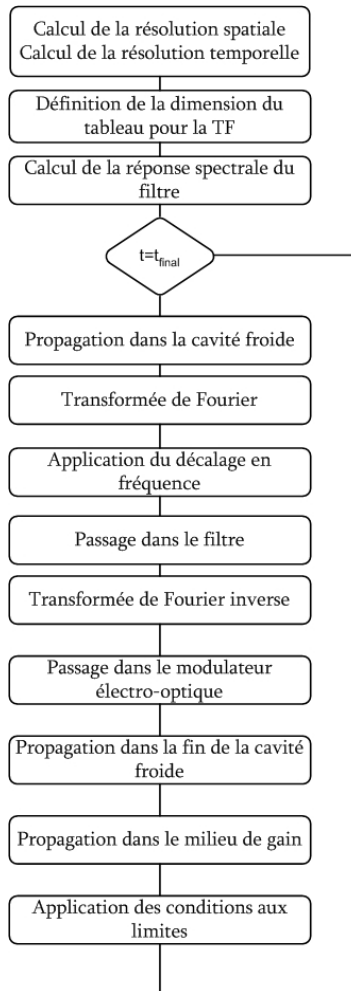
$$\begin{cases} \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = [R_{13}(z,t) + W_a(z,t)]N_1(z,t) - [W_e(z,t) + \frac{1}{\tau_2}]N_2(z,t) \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}]E_s(z,t) = \frac{1}{2} \sigma_e E_s(z,t) [N_2(z,t) - \gamma_s N_1(z,t)] + \frac{1}{2} \frac{\Delta \Omega N_2(z,t) h \nu_s}{4\pi\tau} \frac{1}{I(z,t)} \\ [\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}]E_p(z,t) = -\sigma_p E_p(z,t) N_1(z,t) \end{cases}$$

La résolution de ce système d'équation nécessite l'utilisation d'un certain nombre de condition aux limites. Dans le cadre d'une cavité en anneau ces conditions peuvent être exprimer de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_p(0,t) = E_p^{ini} \\ E_s(0,t) = E_s(L,t) \end{cases}$$

Comme nous l'avons indiquer dans le chapitre VI, Les différents éléments de la cavité tel que le filtre spectral, le décaleur de fréquence ou le modulateur électro-optique ne sont pas considérés lors de l'application des conditions aux limites. Nous devons donc utiliser les fonctions de transfert de ces éléments dans le domaine où elles se défissent le plus aisément. Dans le domaine du temps nous appliquerons donc la fonction de transfert du modulateur électro-optique tandis que dans le domaine

spectral nous tiendrons compte de la réponse du décaleur de fréquence et du filtre. Le passage d'un domaine est possible grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On obtient l'algorithme de calcul suivant :



Tout d'abord en connaissant la longueur de la cavité et le nombre de sections spatiales, nous sommes capables de calculer la résolution spatiale. Cette résolution nous permet alors de déterminer la résolution temporelle par l'intermédiaire de la vitesse de groupe.

Afin de maximiser l'efficacité de l'algorithme de la transformée de Fourier nous devons impérativement utiliser des tableaux ayant des dimensions correspondant à des puissances de deux. La fonction suivante permet donc de tester la dimension du tableau dédié à recevoir les calculs de transformation de fourier.

////////////////////////////////////

Si la longueur du tableau ne correspond pas à une puissance de deux, la résolution spectrale de la simulation est alors modifiée afin de rejoindre ce paramètre.

[illegible]

C-3

```

    FILTRE[i]=sqrt(exp(-0.693*pow(((freq)/Largeur),2)));}

                                **** Sauvegarde du filtre ****
FILE_FILTRE=fopen("Filtre.txt","w");
for(i=N_FFT/2;i<N_FFT;i++){
    freq = (double)(i-N_FFT) * res_spectral;
    fprintf(FILE_FILTRE,"%f\t%2.14f\n",freq,norm(FILTRE[i]));
}
for(i=0;i<N_FFT/2;i++){
    freq = (double)(i) * res_spectral;
    fprintf(FILE_FILTRE,"%f\t%2.14f\n",freq,norm(FILTRE[i]));
}
fclose(FILE_FILTRE);

```

Afin de considérer l'effet du décaleur de fréquence, nous utilisons la même méthode que celle présentée lors du chapitre IV à savoir un décalage des indices du tableau contenant les valeurs du spectre optique.

Après avoir appliqué les réponses spectrales du filtre et du décaleur de fréquence, on utilise un algorithme de transformée de Fourier inverse afin de pouvoir évaluer le champ et appliquer la réponse du modulateur électro-optique.

La propagation du champ laser dans la cavité froide est régit par l'équation différentielle suivante:

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right] E_s(z,t) = \alpha E_s(z,t)$$

Sa résolution numérique est accomplie en utilisant une méthode d'Euler qui permet de réduire le temps de calcul. Avant d'appliquer la réponse spectrale du filtre et du décaleur en fréquence nous devons utiliser la transformée de Fourier. Toujours dans le souci de réduire le temps de calcul, le filtre et le décaleur seront considéré comme étant au même endroit dans la cavité et ceci même si ce n'est pas le cas lors des réalisations expérimentales.

La fin de cette routine est alors consacrée à la propagation du champ laser dans le milieu de gain et à l'application des conditions aux limites. La résolution du système d'équation traduisant la propagation

d'un champ dans un milieu de gain est effectuée en utilisant une méthode d'Euler afin de limiter le temps de calcul.

```

////////////////////////////////////
//                               Propagation dans le milieu de gain                               //
////////////////////////////////////

**** Propagation dans le milieu de gain ****
for(k=N_slices-N_cav;k>0;k--)
{
**** Résolution de l'équation d'évolution de la population du niveau supérieur ****

N2[k]=N2[k]+res_temp*F_N2_signal(I_p[k],N2[k],CHAMP_LASER[k],A_eff,
                                Sigma_p,Lambda_p,Sigma_e,Sigma_a,tau,Lambda_s);
**** Résolution de l'équation d'évolution du signal de pompe ****

I_p[k]=I_p[k-1]+res_spatial*F_IP_1480(I_p+k-1,N2+k,Alfa_p,Alfa_pe);

**** Calcul du champ ****

dI_ase = delta_omega*N2[k-1]*h*nu/(4*pi*tau);

if(norm(CHAMP_LASER[k-1]) <= dI_ase){dE_ase = sqrt(dI_ase);}
else{dE_ase = 0.5*dI_ase/(sqrt(norm(CHAMP_LASER[k-1])));}

CHAMP_LASER[k]=CHAMP_LASER[k-1]+res_spatial*0.5*((Sigma_e*(N0*N2[k])
-Sigma_a*(N0-(N0*N2[k])))*CHAMP_LASER[k-1])
+dE_ase*exp(2*imun*pi*ran2(&idum1));
}

CHAMP_LASER[0]=TEMP;
}

```

La routine numérique est répétée tant que la plage temporelle de calcul n'a pas été balayée.

Ce programme ne nécessite aucun paramètres d'entrée. En donnée de sortie, le simulateur donne accès aux paramètres suivant :

- La réponse spectrale du filtre.
- La fonction de modulation.

- Le champ de pompe en fonction de la distance dans la fibre.
- La population N2 en fonction de la distance dans la fibre.
- Le champ de sortie du laser.
- Le spectre de sortie du laser.

Le code source complet permettant d'implémenter ce simulateur du régime de modes bloqués actif d'un laser utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction est le suivant :

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#include "header/Laser_freq.h"
#include "header/complex.h"
#define pi 3.1415926532
#define imun complex(0,1)
/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Définition des prototypes des fonctions                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////

double ran2(long *idum);
int *Length_test(int L);
void dfour1(double data[], unsigned long nn, int isign);
double F_IP_1480(double *pointeur_IP, double *pointeur_m2, double Alfa_p,
                double Alfa_p_e)
double F_N2_signal(double IP, double N2, complex Champ, double A_eff, double
Sigma_p, double Lambda_p, double Sigma_s_e, double Sigma_s_a, double tau, double
Lambda_s);

int main(void)
{
/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Définition des variables de simulation                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
complex *CHAMP_LASER, *CHAMP_SORTIE, TEMP, *FFT, *FFT_temp, *FILTRE;
complex *FFT_resultat, *FFT_inverse, *TF_spectre;
double res_spectral, Plage_temp, res_temp, amplitude_champ, res_spatial, L, c;
double Sigma_e, Sigma_a, FSR, w_fs, fs, freq, Largeur, L_gain, g, I_sat, Gamma_EO;
double W_m, I0, Lambda_p, Sigma_p, Alfa_p, N0, A_eff, tau, Lambda_s, Lambda_c;
```

```

double n_gaine,n_coeur,a,NA,delta_omega,nu,h,N2_moy,dE_ase,dI_ase;
double stop_plage,*FFT_double,*I_p,*N2,*INVERSION,*SORTIE_STAT;
int *RESULTAT_TEST,Nbre_pts_temp,i,N_slices,k,flag,N_FFT,j,N_cav,dec_int;
int flag_affichage,inc_sortie;
long idum1=(-13);
FILE FILE_CHAMP,*FILE_CHAMP_LASER,*FILE_FILTRE,*FILE_SPECTRE;
FILE *MODULATION,*POMPE,*POPULATION_SUP,*FILE_INVERSION;
FILE *FILE_CHAMP_STAT;

////////////////////////////////////
//                               Initialisation des variables de simulation                               //
////////////////////////////////////

// **** Paramètres physiques ****
c=3E8; // Vitesse de la lumiere [m/s]
h=6.626E-34; // Constante de Planck

//**** Variable de la cavité ***
L=10; // Longueur de la cavité froide [m]
L_gain=5; // Longueur du milieu de gain [m]
N_slices=175; // Nombre de sections
res_spatial=(L+L_gain)/N_slices; // Resolution spatiale [m]
FSR=c/(L+L_gain); // FSR de la cavité [Hz]
Lambda_s=1540E-9; // Longueur d'onde du signal [m]

//**** Paramètres de simulation ****
res_spectral=500E3; // Résolution spectrale [Hz]
Plage_temp=3E-3; // Plage temporelle d'étude [s]
res_temp=res_spatial/c; // Résolution temporelle [s]
Nbre_pts_temp=(int) (Plage_temp/res_temp); //Nombre de points temporeux

// **** Paramètre de la fibre dopée erbium ****
N0=4.8E24; // concentration de la fibre [m-3]
Sigma_e=(0.2303*18.9)/N0; //Section efficace d'absorption [Nepper/m]
Sigma_a=(0.2303*13.35)/N0; //Section efficace d'émission [Nepper/m]
A_eff=50E-12; // Aire effective
tau=10.3E-3; // taux de décroissance du niveau excité [s]
Lambda_c=860E-9; // longueur d'onde de coupure [m]
n_gaine=1.45; // Indice de la gaine
a=1.8E-6; // Rayon du Coeur [m]
NA=0.19; // Ouverture numérique
n_coeur=sqrt(pow(2.405*(Lambda_c/(2*pi*a)),2)+pow(n_gaine,2));
delta_omega=pi*pow(NA/n_coeur,2);
nu=c/Lambda_s; // Fréquence du signal [Hz]

// **** Paramètre du filtre ****
Largeur=400E6; // FWHM du filtre spectral [Hz]

```

```
// **** Paramètre du décalage en fréquence ****
fs=78E6; // fréquence du décaleur [Hz]
w_fs=2.0*pi*fs; // Pulsation du décaleur

// **** Paramètre de la pompe ****
I0=250E-3; // Puissance de pompe [W]
Lambda_p=980E-9; // Longueur d'onde de pompe [m]
Sigma_p=(0.2303*13.65)/N0; // Section efficace d'absorption [Nepper/m]
Alfa_p=Sigma_p*N0; //coefficient d'absorption de pompe non-
saturé

amplitude_champ=1E-6;
I_sat=190E-6;
g=0.1967;

// **** Parametre du modulateur electro-optique ****
Gamma_EO=2.0;
// **** Fréquence modifiée ****
W_m=2.0*pi*(FSR-(fs/(4*Gamma_EO*pow(pi,2))));
// **** Fréquence calssique ****
//W_m=2.0*pi*FSR;

// **** Affichage des variables de simulation ****
printf("plage temporelle:%E\n\n",Plage_temp);
printf("resolution temporelle:%E\n\n",res_temp);
printf("Nbre de slices:%d\n\n",N_slices);
printf("Nbre de slices pour la cavite froide:%d\n\n",N_cav);
printf("FSR de la cavite:%E\n\n",FSR);
printf("resolution spatiale:%E\n\n",res_spatial);

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Test de la longueur du tableau pour la TF                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
N_FFT=(int) (1/(res_spectral*res_temp));

RESULTAT_TEST=(int*)calloc(3,sizeof(int));
RESULTAT_TEST=Length_test(N_FFT);

if(RESULTAT_TEST[0]==1)
    N_FFT=N_FFT;
else
    N_FFT+=RESULTAT_TEST[2];

res_spectral= (1.0/((double)(N_FFT)*res_temp));
printf("Resolution spectral:%E\tNbre de pts FFT:%d\n\n",res_spectral,N_FFT);
dec_int = ((int) (fs/res_spectral));
printf("decalage:%d\n\n",dec_int);
```

```
/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Allocation mémoire des tableaux                               //
///////////////////////////////////////////////////////////////// I_p=re
serve_memoire_double(N_slices-N_cav,"I_p");
N2=reserve_memoire_double(N_slices-N_cav,"N2");
FFT=reserve_memoire_complex(N_FFT,"FFT");
FFT_temp=reserve_memoire_complex(N_FFT,"FFT_temp");
FILTRE=reserve_memoire_complex(N_FFT,"FILTRE");
CHAMP_LASER=reserve_memoire_complex(N_slices,"CHAMP_LASER");
CHAMP_SORTIE=reserve_memoire_complex(Nbre_pts_temp,"CHAMP_SORTIE");
INVERSION=reserve_memoire_double(Nbre_pts_temp,"INVERSION");
TF_spectre=reserve_memoire_complex(N_FFT,"TF_spectre");

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Définition du filtre spectral                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////

//**** Création du filtre ****
for(i=0;i<N_FFT;i++){
    if(i<N_FFT/2) freq = (double)(i) * res_spectral;
    else freq = (double)(i-N_FFT) * res_spectral;

    FILTRE[i]=sqrt(exp(-0.693*pow(((freq)/Largeur),2)));};

//**** Sauvegarde du filtre ****
FILE_FILTRE=fopen("Filtre.txt","w");
for(i=N_FFT/2;i<N_FFT;i++){
    freq = (double)(i-N_FFT) * res_spectral;
    fprintf(FILE_FILTRE, "%f\t%2.14f\n",freq,norm(FILTRE[i]));
}
for(i=0;i<N_FFT/2;i++){
    freq = (double)(i) * res_spectral;
    fprintf(FILE_FILTRE, "%f\t%2.14f\n",freq,norm(FILTRE[i]));
}
fclose(FILE_FILTRE);

/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                               Propagation dans la cavité froide                               //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
flag=0;
for(i=0;i<Nbre_pts_temp;i++)
{

//**** Sauvegarde des données pour l'affichage ****
```

```
CHAMP_SORTIE[i]=CHAMP_LASER[N_slices-1];
N2_moy=N2[0];
for(k=N_slices-N_cav;k>0;k--){N2_moy+=N2[k];}
INVERSION[i]=(N2_moy/(N_slices-N_cav));
**** Affichage des données ****
flag = (i%10000==0);

if(flag){printf("iteration:%d\t sur:%d\n",i,Nbre_pts_temp);
printf("inversion moyenne:%lf\tpuissance:%E\n\n",INVERSION[i],
norm(CHAMP_LASER[N_slices-1]));}

**** Conditions aux limites ****
TEMP=CHAMP_LASER[N_slices-1];
I_p[0]=I0;
N2[0]=N2[0]+res_temp*F_N2_signal(I_p[0],N2[0],CHAMP_LASER[0],A_eff,
Sigma_p,Lambda_p,Sigma_e,Sigma_a,tau,Lambda_s);

**** Propagation dans la cavité froide
for(k=N_slices-1;k>N_slices-N_cav;k--)
{

    if(k==N_slices-10)
    {
        for(j=0;j<N_FFT-1;j++) {FFT_temp[j]=FFT[j+1];}
        FFT_temp[N_FFT-1]=CHAMP_LASER[k-1];
        for(j=0;j<N_FFT;j++) {FFT[j]=FFT_temp[j];}
        **** Calcul de la TF ****
        // Passage dans un tableau de double
        FFT_double= (double*) FFT_temp;
        // Calcul de la TF
        dfour1(FFT_double-1,N_FFT,-1);
        // Passage d'un tableau de double a un tableau de complexe
        FFT_resultat= (complex *) FFT_double;
        // Passage dans le décaleur de fréquence
        for(j=(N_FFT/2)-1;j>=0;j--)
        {
            if(j>=dec_int)FFT_resultat[j] = FFT_resultat[j-dec_int];
            else FFT_resultat[j] = FFT_resultat[N_FFT - (dec_int-j)];
        }
        for(j = N_FFT-1; j >= N_FFT/2; j--)
        {
            if(j>N_FFT/2 + dec_int)FFT_resultat[j] = FFT_resultat[j-dec_int];
            else FFT_resultat[j] = complex(0.0,0.0);
        }
        // Multiplication par le filtre
        for(j=0;j<N_FFT;j++) {FFT_resultat[j]*=FILTRE[j];}
        **** Calcul de la TF inverse ****
        // Passage d'un tableau de complexe a un tableau de double
        FFT_double= (double*) FFT_resultat;
        // Calcul de la TF inverse
```



```

dfour1(FFT_double-1,N_FFT,1);
// Passage d'un tableau de double a un tableau de complex
FFT_inverse= (complex *) FFT_double;
// Multiplication par le facteur de normalisation
for(j=0;j<N_FFT;j++) {FFT_inverse[j]/=N_FFT;}

CHAMP_LASER[k-1]=FFT_inverse[N_FFT-1];
}
CHAMP_LASER[k]=CHAMP_LASER[k-1];
**** application des pertes de la cavité ****
if(k==N_slices-8) {CHAMP_LASER[k]*=0.1;}
**** Passage dans le modulateur électro-optique ****
if(k==N_slices-5) {CHAMP_LASER[k]*=exp(-
    Gamma_EO*pow(sin(W_m*i*res_temp),2));}
}
**** Propagation dans le milieu de gain ****
for(k=N_slices-N_cav;k>0;k--)
{
N2[k]=N2[k]+res_temp*F_N2_signal(I_p[k],N2[k],CHAMP_LASER[k],A_eff,
    Sigma_p,Lambda_p,Sigma_e,Sigma_a,tau,Lambda_s);

I_p[k]=I_p[k-1]+res_spatial*F_IP_1480(I_p+k-1,N2+k,Alfa_p,Alfa_pe);

dI_ase = delta_omega*N2[k-1]*h*nu/(4*pi*tau);

if(norm(CHAMP_LASER[k-1]) <= dI_ase){dE_ase = sqrt(dI_ase);}
else{dE_ase = 0.5*dI_ase/(sqrt(norm(CHAMP_LASER[k-1])));}

CHAMP_LASER[k]=CHAMP_LASER[k-1]+res_spatial*0.5*((Sigma_e*(N0*N2[k])
    -Sigma_a*(N0-(N0*N2[k]))) *CHAMP_LASER[k-1])
    +dE_ase*exp(2*imun*pi*ran2(&idum1));
}

CHAMP_LASER[0]=TEMP;

}

////////////////////////////////////
//                               Sauvegarde des données                               //
////////////////////////////////////
FILE_CHAMP_LASER=fopen("Champ_sortie.txt","w");
FILE_SPECTRE=fopen("File_spectre.txt","w");
MODULATION=fopen("modulation.txt","w");
POMPE=fopen("pompe.txt","w");
POPULATION_SUP=fopen("N2.txt","w");

```

```
FILE_INVERSION=fopen("inversion.txt","w");

    for(i=Nbre_pts_temp-N_FFT;i<Nbre_pts_temp;i++)
    {
        fprintf(FILE_CHAMP,"%E\t%2.14f\t%2.14f\n",
i*res_temp,real(amplitude_champ*exp(2*imun*pi*ran2(&idum1))),
        imag(amplitude_champ*exp(2*imun*pi*ran2(&idum1))));
    }

    for(i=Nbre_pts_temp-N_FFT;i<Nbre_pts_temp;i++)
{
fprintf(FILE_CHAMP_LASER,"%2.14f\t%2.14f\t%2.14f\n",
        i*res_temp,real(CHAMP_SORTIE[i]),imag(CHAMP_SORTIE[i]));
}

for(i=0;i<N_FFT;i++)
{
fprintf(FILE_SPECTRE,"%2.14f\t%2.14f\t%2.14f\n",
        i*res_temp,real(FFT[i]),imag(FFT[i]));
}

for(i=Nbre_pts_temp-N_FFT;i<Nbre_pts_temp;i++)
{
fprintf(MODULATION,"%E\t%lf\t\n",
        i*res_temp,exp(-Gamma_EO*pow(sin(W_m*i*res_temp),2)));
}

for(i=0;i<N_slices-N_cav;i++){fprintf(POMPE,"%lf\t%lf\n",i*res_spatial,I_p[i]);}

for(i=0;i<N_slices-N_cav;i++)
{
fprintf(POPULATION_SUP,"%lf\t%lf\n",i*res_spatial,N2[i]);
}
flag=0;
for(i=0;i<Nbre_pts_temp;i++)
{
    flag = (i%1000==0);
    if(flag){fprintf(FILE_INVERSION,"%E\t%lf\n",i*res_temp,INVERSION[i]);}
}

fclose(FILE_CHAMP);fclose(FILE_CHAMP_LASER);fclose(FILE_SPECTRE);
fclose(POMPE);fclose(POPULATION_SUP);fclose(FILE_INVERSION);

return(0);
```

```
}
```

```
/////////////////////////////////////////////////////////////////
//                                                                    //
//                                                                    //
//              Description des fonctions de calculs                    //
//                                                                    //
//                                                                    //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
```

```
/////////////////////////////////////////////////////////////////
//              Fonction de la séquence aléatoire                      //
/////////////////////////////////////////////////////////////////
```

```
#define IM1 2147483563  #define IM2 2147483399  #define AM (1.0/IM1)
#define IMM1 (IM1-1)    #define IA1 40014  #define IA2 40692
#define IQ1 53668  #define IQ2 52774  #define IR1 12211
#define IR2 3791  #define NTAB 32  #define NDIV (1+IMM1/NTAB)
#define EPS 1.2e-7  #define RNMX (1.0-EPS)
```

```
double ran2(long *idum)
{
    int j;  long k;          static long idum2=123456789;  static long iy=0;
    static long iv[NTAB];    double temp;

    if (*idum <= 0) {
        if (-(*idum) < 1) *idum=1;
        else *idum = -(*idum);
        idum2=(*idum);
        for (j=NTAB+7;j>=0;j--) {
            k=(*idum)/IQ1;
            *idum=IA1*(*idum-k*IQ1)-k*IR1;
            if (*idum < 0) *idum += IM1;
            if (j < NTAB) iv[j] = *idum;
        }
        iy=iv[0];
    }
    k=(*idum)/IQ1;
    *idum=IA1*(*idum-k*IQ1)-k*IR1;
    if (*idum < 0) *idum += IM1;
    k=idum2/IQ2;
    idum2=IA2*(idum2-k*IQ2)-k*IR2;
```

```
    if (idum2 < 0) idum2 += IM2;
    j=iy/NDIV;
    iy=iv[j]-idum2;
    iv[j] = *idum;
    if (iy < 1) iy += IMM1;
    if ((temp=AM*iy) > RNMX) return RNMX;
    else return temp;
}
#undef IM1  #undef IM2  #undef AM  #undef IMM1      #undef IA1
#undef IA2  #undef IQ1  #undef IQ2  #undef IR1  #undef IR2
#undef NTAB      #undef NDIV #undef EPS  #undef RNMX

////////////////////////////////////
//                               Test de la longueur d'un tableau                               //
////////////////////////////////////
int *Length_test(int L)

{
double n,reste,ppcm;int *tableau;double test;tableau=(int*)calloc(3,sizeof(int));
if(tableau==NULL)
{
    fprintf(stderr,"Effet de l'allocation memoire du tableau tableau\n");
    fprintf(stderr,"ligne %d, fichier %s\n",__LINE__,__FILE__);
    exit(0);
}

n=log(L)/log(2);
reste=fmod(log(L),log(2));
ppcm=ceil(n);
tableau[1]=ppcm;
if(reste==0.0){tableau[0]=1;tableau[2]=0;}
else{tableau[0]=0;tableau[2]=(int) (pow(2,ppcm)-L);}

ppcm=ceil(n);tableau[1]=ppcm;return(tableau);free(tableau);
}

////////////////////////////////////
//                               Définition de la transformée de Fourier                               //
////////////////////////////////////
#include <math.h>
#define SWAP(a,b) tempr=(a);(a)=(b);(b)=tempr

void dfour1(double data[], unsigned long nn, int isign)
{
    unsigned long n,mmax,m,j,istep,i;double wtemp,wr,wpr,wpi,wi,theta;
    double tempr,tempi;
```

```

n=nn << 1;j=1;
for (i=1;i<n;i+=2) {
    if (j > i) {SWAP(data[j],data[i]);SWAP(data[j+1],data[i+1]);}
    m=n >> 1;
    while (m >= 2 && j > m) {j -= m;m >>= 1;}
    j += m;
}
mmax=2;
while (n > mmax) {
    istep=mmax << 1;
    theta=isign*(6.28318530717959/mmax);
    wtemp=sin(0.5*theta);
    wpr = -2.0*wtemp*wtemp;
    wpi=sin(theta);
    wr=1.0;
    wi=0.0;
    for (m=1;m<mmax;m+=2) {
        for (i=m;i<=n;i+=istep) {
            j=i+mmax;
            tempr=wr*data[j]-wi*data[j+1];
            tempi=wr*data[j+1]+wi*data[j];
            data[j]=data[i]-tempr;
            data[j+1]=data[i+1]-tempi;
            data[i] += tempr;
            data[i+1] += tempi;
        }
        wr=(wtemp=wr)*wpr-wi*wpi+wr;
        wi=wi*wpr+wtemp*wpi+wi;
    }
    mmax=istep;
}
}
#undef SWAP

```

```

////////////////////////////////////
//          Calcul de l'évolution de l'inversion de population          //
////////////////////////////////////

```

```

double F_N2_signal(double IP,double N2,complex Champ,double A_eff,double
Sigma_p,double Lambda_p,double Sigma_s_e,double Sigma_s_a,double tau, double
Lambda_s)
{
double R13,h,nu_p,c,Evol_N2,nu_s,We,Wa;
c=3E8;
h=6.626E-34;
nu_p=c/Lambda_p;
R13=(Sigma_p*(IP))/(h*nu_p*A_eff);
nu_s=c/Lambda_s;

```

```
We=(Sigma_s_e*norm(Champ))/(h*nu_s*A_eff);
Wa=(Sigma_s_a*norm(Champ))/(h*nu_s*A_eff);
```

```
Evol_N2=((R13+Wa)*(1-N2))-((We+(1/tau))*N2);
return(Evol_N2);
}
```

```
////////////////////////////////////
//                               Calcul de l'évolution du signal de pompe                               //
////////////////////////////////////
double F_IP_1480(double *pointeur_IP,double *pointeur_m2,double Alfa_p,
                 double Alfa_p_e)
{
double Evol_I_p,A_eff;
Evol_I_p=((Alfa_p_e*(*pointeur_m2))-Alfa_p*(1-(*pointeur_m2)))*(*pointeur_IP);
return Evol_I_p;
}
```


Vu après correction
Lannion, le 20 octobre 2005

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Besnard', written in a cursive style.

Pascal Besnard, directeur de thèse

VU:

Le Directeur de Thèse

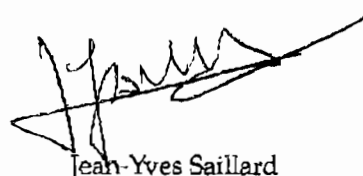


Pascal Besnard

Sa Rocelle

VU:

Le Responsable de l'École Doctorale



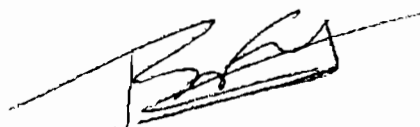
Jean-Yves Saillard

VU pour autorisation de soutenance :

Drus/2005/ENSSAT/B n° 87

Rennes, le 27/07/2005

Le Président de l'Université de Rennes 1



Bertrand Fortin

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président du Jury


Lawrence Chen

RÉSUMÉ

Cette thèse de doctorat porte sur l'investigation théorique et sur la réalisation de lasers à fibre optique dopée à l'erbium utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction pour obtenir une émission multi-longueurs d'onde. L'étude concerne, en particulier, trois régimes d'émission : modes déclenchés passif, modes bloqués actif et continu. Nos travaux de recherche démontrent que la physique de ces régimes est rendue singulière par l'utilisation du décaleur de fréquence dans la cavité.

Ces travaux de doctorat ont permis de réaliser une source délivrant 17 longueurs d'onde couvrant toute la bande C et émettant en régime continu. En utilisant une méthode novatrice d'écriture de réseaux de Bragg, nous avons été capables d'obtenir une platitude du spectre de sortie meilleure que 3 dB. Cette source a été alors mise à contribution pour la mesure de la dispersion chromatique d'un lien de fibre optique permettant ainsi d'obtenir une méthode de mesure rapide, précise et répétable.

Une autre contribution importante de cette thèse de doctorat concerne la proposition, la réalisation et l'investigation théorique d'une source fortement multi-longueur utilisant l'erbium comme milieu de gain et émettant en régime de modes bloqués actif. L'utilisation du décaleur de fréquence et d'un modulateur électro-optique nous a permis d'obtenir une source laser émettant suivant 25 longueurs d'onde en régime de modes bloqués actif simultanément. Le taux de répétition du train d'impulsion délivré par chacune de ces longueurs d'onde était égal à 10 GHz et l'obtention d'un produit $\Delta\nu\Delta\tau$ proche de la limite théorique dénote la bonne qualité des impulsions.

Enfin une investigation numérique de ce type de laser a permis de mettre en lumière un nouveau type de régime d'émission en modes déclenchés. Nous démontrerons que ce régime impulsionnel est dû à une redistribution de l'énergie au sein du spectre et non à une modulation de l'amplitude des pertes de la cavité.

SUMMARY

This thesis is focused on the theoretical investigation and realization of frequency-shifted erbium-doped fiber laser with the goal to achieve a multiwavelength laser emission. The first step of this study concerns three laser emission regimes: A passive Q-Switched regime, a passive modelocked regime and a continuous wave one. This work demonstrates that the physics behind these emission regimes is fully different because of the use of the frequency shifter inside the laser cavity.

One of the achievements describes in this thesis concerns the realization of a laser source delivering 17 wavelengths covering the whole C band and emitting in a CW regime. Using a new fiber Bragg grating writing method, we were able to control the flatness of the laser output spectrum to a level better than 3 dB. This source is then became the key element for chromatic dispersion measurement of an optical fiber link allowing in this way to achieve an fast, precise and reliable measurement method.

Another important achievement of this work concerns the proposal, realization and theoretical investigation of a dense multiwavelength modelocked fiber laser using erbium ion as gain medium.

The use of a frequency shifter combined with an electro-optic modulator allows us to achieve a 25 wavelengths source emitting in a modelocked regime. The pulse train repetition rate for each wavelength band was equal to 10 GHz and a $\Delta\nu\Delta\tau$ product close to the theoretical limit indicates that the pulses are weakly chirp.

Finally a numerical investigation of these frequency-shifted fiber laser allowed the discover of a new Q-Switched regime. We will demonstrate that this pulsed regime comes from an energy redistribution inside the spectrum itself and that cannot be attribute to the cavity losses modulation.

MOTS CLE

Laser à Fibre, décaleur de fréquence, multi longueurs d'onde, fonctionnements continu, modes bloqués, déclenchement de pertes